

UNIVERSITÉ D'AIX-MARSEILLE
École Doctorale des Sciences de l'Environnement

THÈSE

pour obtenir le grade de
Docteur en Sciences de l'Université d'Aix-Marseille
Discipline : Océanographie Physique

Présentée par
Marion KERSALÉ

Dynamique de processus océaniques de méso- et de submésos-échelle à partir de simulations numériques et de données *in situ*

Soutenue le 15 Octobre devant le jury composé de :

<i>Président du jury :</i>	Ivan DEKEYSER	–	MIO (Marseille)
<i>Rapporteurs :</i>	Gilles REVERDIN	–	LOCEAN (Paris)
	Bruno BLANKE	–	LPO (Brest)
<i>Examineur :</i>	Annalisa GRIFFA	–	RSMAS (Miami)
<i>Directeurs de thèse :</i>	Anne PETRENKO	–	MIO (Marseille)
	Andrea DOGLIOLI	–	MIO (Marseille)

Remerciements

Au terme de cette thèse je remercie tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce travail. Merci également aux membres du jury qui ont accepté d'évaluer mes travaux.

Je tiens à remercier particulièrement mes directeurs de thèse, Anne Petrenko et Andrea Doglioli, pour la confiance qu'ils m'ont accordée et pour leurs multiples conseils d'expérimentateur ou de modélisateur ! J'ai été extrêmement sensible à leurs valeurs humaines, leur qualité d'écoute et de compréhension tout au long de ce travail doctoral.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Ivan Dekeyser pour m'avoir prodigué maints conseils et pour l'intérêt qu'il a manifesté à l'égard de cette recherche en s'engageant tout au long de ces trois années.

J'exprime ma gratitude à Francesco Nencioli qui a toujours été présent en répondant à toutes mes demandes et questions (parfois trop nombreuses...) durant ces trois ans de la première semaine en mer jusqu'à ma dernière répétition de thèse.

Merci à Jérôme Bouffard et Elodie Martinez pour leurs suggestions toujours avisées et leurs encouragements qui m'ont permis d'avancer.

Mes remerciements vont également à l'équipe des Endoumiennes pour nos réunions café/croissant trop peu nombreuses mais toujours enrichissantes.

Merci à mes colocs de bureau, Maxime, Julien, Francesco et Hugo qui ont su supporter mes humeurs positives ou négatives avec toujours beaucoup de compréhension et d'humour.

Ces remerciements seraient incomplets si je ne mentionnais pas l'ensemble de l'équipe du 6ème étage : "À toutes nos pauses cafés et déjeuners en terrasse au soleil bien sûr!"

Merci à ma famille et tous mes amis pour m'avoir soutenue et encouragée jusqu'au bout. Pour finir une dernière dédicace à ma mère qui a eu la patience de relire avec attention mon manuscrit pour débusquer les nombreuses fautes d'orthographe ; et à Fabien qui a été présent et m'a encouragé à chaque moment.

Résumé : L'hydrodynamisme autour des îles océaniques et dans les régions côtières est caractérisé par la présence de nombreuses structures de méso- et de submésos-échelle. L'objectif de cette thèse est d'étudier, à partir de données *in situ* et de simulations numériques, d'une part la prédominance de certains forçages dans la génération de ces structures et d'autre part leurs dynamiques et leurs impacts sur la dispersion des eaux côtières.

Dans un premier temps, une étude basée sur des données issues d'un modèle hydrodynamique autour de l'archipel hawaïen a permis d'évaluer les influences respectives et l'importance des forçages du vent, de la topographie et de la circulation générale sur la génération de tourbillons de méso-échelle. Des tests de sensibilité ont mis en évidence l'intérêt d'une haute-résolution spatiale du forçage atmosphérique.

Dans un deuxième temps, la dynamique côtière du Golfe du Lion (GdL), également soumise à ces différents forçages, a été investie. Une première étude s'est focalisée sur les caractéristiques physiques et la dynamique d'un tourbillon dans la partie ouest du golfe à l'aide de données de la campagne Latex09 et de résultats d'un modèle hydrodynamique réaliste du GdL. Leur analyse combinée a permis d'identifier un nouveau processus de génération de tourbillons de méso-échelle dans cette zone et de mettre en évidence la formation d'une structure transitoire de submésos-échelle. Ce travail a montré l'importance de ces structures dans la régulation des échanges de masses d'eau dans cette région. Basée sur les données de la campagne Latex10, une deuxième étude s'est alors orientée sur la dispersion des eaux côtières de la partie occidentale du GdL. Un suivi lagrangien (flotteurs, traceurs) des masses d'eau a permis de déterminer les coefficients horizontaux et verticaux de diffusion dans cette zone clef pour les échanges côte-large ou interrégionaux.

Mots clés : tourbillons, (sub)mésos-échelle, génération, dynamique, mélange turbulent.

Abstract : The hydrodynamics around oceanic islands and in coastal areas is characterized by the presence of numerous meso- and submesoscale features. The aim of this PhD thesis is to study, from *in situ* data and numerical modeling, firstly the predominance of some forcings on the generation of these features and secondly their dynamics and their impacts on the dispersion of coastal waters.

Firstly, a study based on a series of numerical simulations in the Hawaiian region, allows us to examine the relative importance of wind, topographic and inflow current forcing on the generation of mesoscale eddies. Sensitivity tests have shown the importance of high wind-forcing spatial resolution.

Secondly, the coastal dynamics of the Gulf of Lions (GoL), also subject to these forcings, has been investigated. A first part focuses on the physical characteristics and the dynamics of an eddy in the western part of the gulf, using data from the Latex09 campaign and results from a realistic hydrodynamic model of the GoL. Their combined analysis has allowed to identify a new generation mechanism for the mesoscale eddies in this area and to understand the formation of a transient submesoscale structure. This work has shown the importance of these structures in modulating exchanges in this region. Based on the data of the Latex10 campaign, a second part has then focused on the dispersion of coastal waters in the western area of the GoL. The tracking of the water masses in a Lagrangian reference frame (floats, tracer) has allowed to determine the horizontal and vertical diffusion coefficients in this key area for coastal-offshore and interregional exchanges.

Keywords : eddies, (sub)mesoscale, generation, dynamics, turbulent mixing.

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	De la circulation océanique à la méso-échelle	1
1.2	De la méso-échelle à la subméso-échelle	9
1.3	La turbulence	11
1.4	Les données	12
1.5	Les modèles	14
1.6	Objectifs et Stratégies	16
2	Étude de sensibilité de la génération de tourbillons de méso-échelle dans un modèle numérique autour des îles hawaïennes	21
2.1	Avant-propos	22
2.2	Abstract	23
2.3	Introduction	24
2.4	Materials and Methods	28
2.4.1	Ocean Model	28
2.4.2	Eddy tracking and characterization	30
2.5	Results	31
2.5.1	Kinetic energy	31
2.5.2	Topographic forcing with advection and no wind	32
2.5.3	Wind forcing comparison	35
2.5.4	Topographic forcing with QuikSCAT wind forcing and no advection	36
2.5.5	QuikSCAT wind forcing with advection and no drag coefficient	36
2.5.6	Topographic and wind forcing with advection	38
2.5.7	Features of the cyclones	39
2.6	Discussion	43
2.7	Conclusions	48

2.8	Acknowledgements	49
2.9	Compléments	49
3	Études des caractéristiques physiques et de la dynamique d'un tourbillon côtier à partir de données in situ et de modélisation numérique	55
3.1	Avant-propos	56
3.2	Abstract	58
3.3	Introduction	58
3.4	Methods	62
3.4.1	Data	62
3.4.2	Ocean model	65
3.5	Results	67
3.5.1	<i>In situ</i> experiment	67
3.5.2	Modeling results	71
3.6	Discussion and Concluding remarks	77
3.7	Acknowledgments	79
3.8	Compléments	80
4	Dynamique d'un patch de SF6 dans un environnement côtier - Processus de mélange turbulent	87
4.1	Avant-propos	88
4.2	Abstract	89
4.3	Introduction	90
4.4	Methods	93
4.4.1	SF6 release and measurements	93
4.4.2	Calculation of horizontal and vertical diffusivity coefficients	96
4.4.3	Other measurements	101
4.4.4	Lagrangian model	102
4.5	Results	103

4.5.1	Dynamical conditions and diffusivities during Latex10	103
4.5.2	Numerical model	110
4.6	Discussion and Concluding Remarks	111
4.7	Appendix A : Analytical system used for the analysis of SF6	116
4.8	Acknowledgments	118
4.9	Compléments	118
5	Conclusions et Perspectives	131
5.1	Conclusions	132
5.2	Perspectives	136
	Bibliographie	143

Introduction

Sommaire

1.1	De la circulation océanique à la méso-échelle	1
1.2	De la méso-échelle à la subméso-échelle	9
1.3	La turbulence	11
1.4	Les données	12
1.5	Les modèles	14
1.6	Objectifs et Stratégies	16

1.1 De la circulation océanique à la méso-échelle

Notre compréhension de la circulation océanique est déterminée par les outils à notre disposition pour l'observer. Ainsi notre vision de l'océan a évolué en parallèle avec le développement de nouvelles techniques d'observation. Au début du XX^{ème} siècle, les données issues de campagnes océanographiques sont devenues plus nombreuses et ont permis une compréhension théorique de la circulation océanique à grande échelle. L'avènement des mouillages, des bouées lagrangiennes de subsurface et des premières images satellites, dans les années 1960, a révélé l'omniprésence d'une variabilité à plus petite échelle dans l'océan ouvert. Cette variabilité sous-saisonnaire et non induite par le vent est définie comme méso-échelle, échelle intermédiaire entre celle du bassin et des gyres et celle des systèmes à très petites échelles. Une vue instantanée de l'océan, comme par exemple l'anomalie d'élévation de surface (Fig. 1.1), permet de mettre en évidence la couverture

presque totale de cette variabilité, dominée essentiellement par l'activité méso-échelle (tourbillons, anneaux, méandres, jets et filaments). Les aires où l'activité de méso-échelle est la plus intense (e.g. le Courant Circumpolaire Antarctique et les courants majeurs à l'ouest des grands gyres : Gulf Stream, Kuroshio et la région de confluence Brésil-Malouine) sont identifiées clairement et sont caractérisées par une anomalie moyenne d'élévation de surface de plus de 20 cm (*Pascual et al., 2006*).

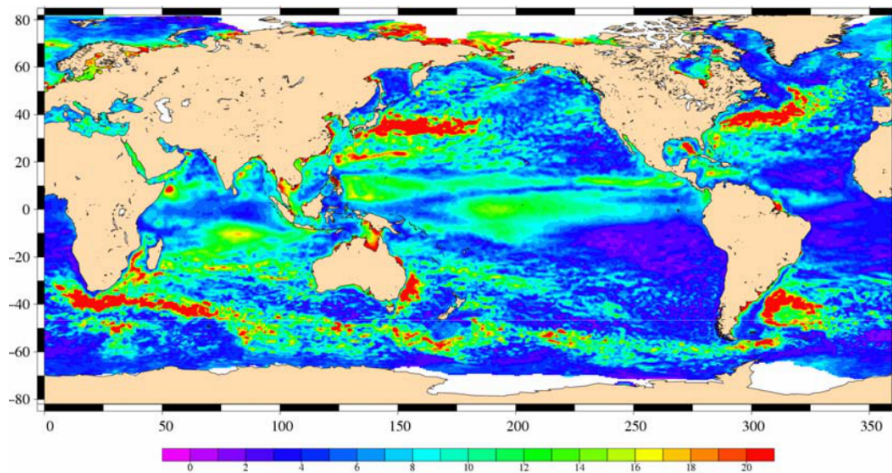


FIGURE 1.1 – Carte de l'anomalie moyenne d'élévation de surface (cm) entre Octobre 2002 et Août 2003 issue de quatre missions altimétriques - Image tirée de *Pascual et al. (2006)*.

Cette découverte a montré que l'océan est un fluide en mouvement perpétuel soumis à de nombreux processus sur une large gamme d'échelles spatiales et temporelles. S'inspirant de graphiques pionniers comme celui de *Stommel (1963)* ou de *Dickey (1991, 2003)*, *Talley et al. (2011)* ont proposé une visualisation classique de la majorité des processus physiques (Fig. 1.2). D'une manière générale, on remarque que les processus avec de petites (grandes) échelles spatiales sont associés à de petites (grandes) échelles temporelles. Les plus petites échelles du graphique correspondent au mélange moléculaire. À l'opposé, nous retrouvons la circulation océanique à grande échelle, induite par les effets de flottabilité (circulation thermohaline) et par l'effet du vent. Le long de la diagonale, nous pouvons identifier des processus de méso-échelle, plus précisément les tourbillons de

méso-échelle, associés à des échelles spatiales de 100 km jusqu'à plusieurs centaines de kilomètres et des échelles temporelles de la semaine jusqu'à l'année. Ce graphique général est représentatif des processus hauturiers ; en effet, dans des zones côtières, l'échelle spatiale des tourbillons de méso-échelle peut atteindre des valeurs plus faibles allant jusqu'à 10 km.

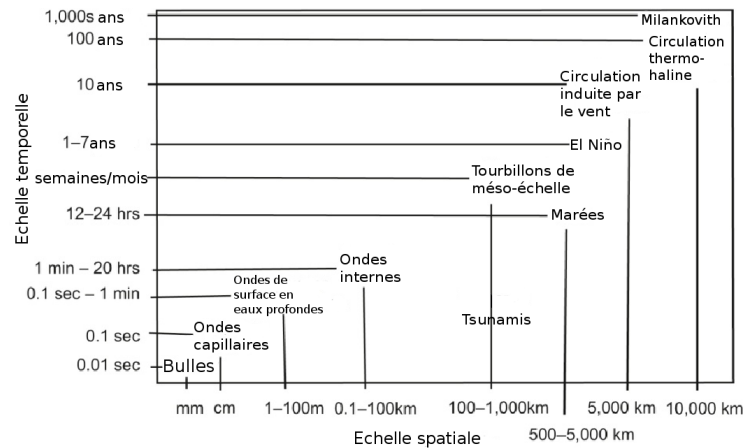


FIGURE 1.2 – Échelles spatiales et temporelles de la majorité des processus physiques dans l'océan - Image tirée de *Talley et al. (2011)* traduite en français.

La plupart des circulations associées aux tourbillons de méso-échelle respectent l'équilibre géostrophique, traduisant l'équilibre entre la force de pression horizontale et la force de Coriolis. Si cet équilibre est respecté en considérant, dans le bilan des forces, la force centrifuge créée par la rotation du tourbillon, on parle d'équilibre cyclo-géostrophique (*Carton, 2001*).

Dans l'étude de la dynamique des fluides géophysiques, des paramètres ont été définis afin de mesurer l'importance de la force de Coriolis :

- Le nombre de Rossby (R_o)

R_o permet de comparer les termes d'accélération au terme de Coriolis. Les mouvements de grande échelle, où le terme de Coriolis devient important, sont caractérisés par un nombre de Rossby égal ou inférieur à 1. Concernant les processus de méso-échelle, ce paramètre est négligeable devant 1.

- Le premier rayon interne de déformation de Rossby (R_d)

Ce paramètre représente la distance sur laquelle une anomalie gravitationnelle est équilibrée par la force de Coriolis. R_d dépend fortement de la latitude avec des valeurs allant de 240 km dans la zone équatoriale jusqu'à 10 km dans les eaux Arctiques et Antarctiques (Fig. 1.3). Les échelles spatiales des tourbillons de méso-échelle, fonction d'une portion du diamètre de la structure, jusqu'à la zone de changement de signe de la vorticité ou de la forte diminution de la vitesse tangentielle, sont fortement corrélées aux valeurs de R_d (*Stammer, 1998*). C'est pourquoi, comme noté précédemment, les échelles sont plus petites dans le milieu côtier que dans l'hauturier.

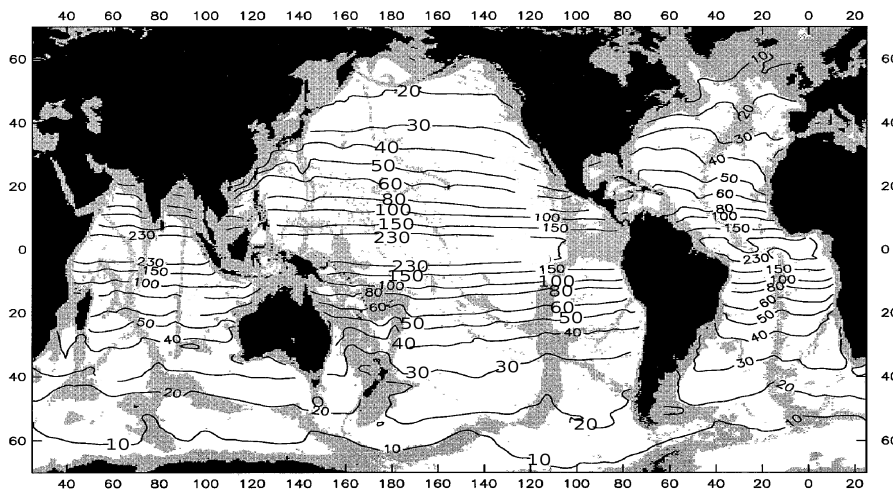


FIGURE 1.3 – Carte des contours du premier rayon interne de déformation de Rossby (R_d). Les profondeurs inférieures à 3500 m sont grisées. Image tirée de *Chelton et al. (1998)*.

Deux grands types de tourbillons hauturiers de méso-échelle existent avec des échelles distinctes. Les tourbillons respectant l'équilibre quasi-géostrophique ont des échelles spatiales de l'ordre de R_d sur l'horizontale et une étendue verticale bien plus petite que la hauteur de la couche d'eau considérée (*Kamenkovich et al., 1986*). Les tourbillons respectant l'équilibre géostrophique peuvent s'étendre sur plus de $3 R_d$ à l'horizontale et sont de l'ordre de la hauteur de la couche d'eau à la verticale (*Chassignet et al., 1989; Olson et al., 1985*). Ainsi, plus les tourbillons sont grands, plus ils tendent à avoir une

grande échelle verticale pouvant atteindre la profondeur de l'océan, comme par exemple les tourbillons dans le bassin algérien (*Taupier-Letage et al., 2003*).

L'énergie associée aux tourbillons de méso-échelle est en générale supérieure à celle de la circulation moyenne d'au moins un ordre de grandeur (*Wyrтки et al., 1976; Richardson, 1983*). L'énergie cinétique tourbillonnaire (EKE - Eddy Kinetic Energy) permet d'identifier les zones où les courants sont soumis à de grandes instabilités. Nous pouvons observer une grande variabilité de cette énergie dans l'océan global avec de fortes valeurs (plus de $300 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$) le long des courants majeurs de bord Est (Fig. 1.4). Ces courants vigoureux sont généralement caractérisés par de forts cisaillements horizontaux et verticaux générant ainsi des instabilités barotropes et/ou baroclines. L'énergie potentielle et/ou cinétique est alors transférée des grandes échelles vers les petites échelles, via une succession de tourbillons d'échelles de plus en plus petites (cascade d'énergie). À travers ces mécanismes, l'activité tourbillonnaire est maximale dans les régions où des courants océaniques majeurs sont présents (*Stammer, 1997*).

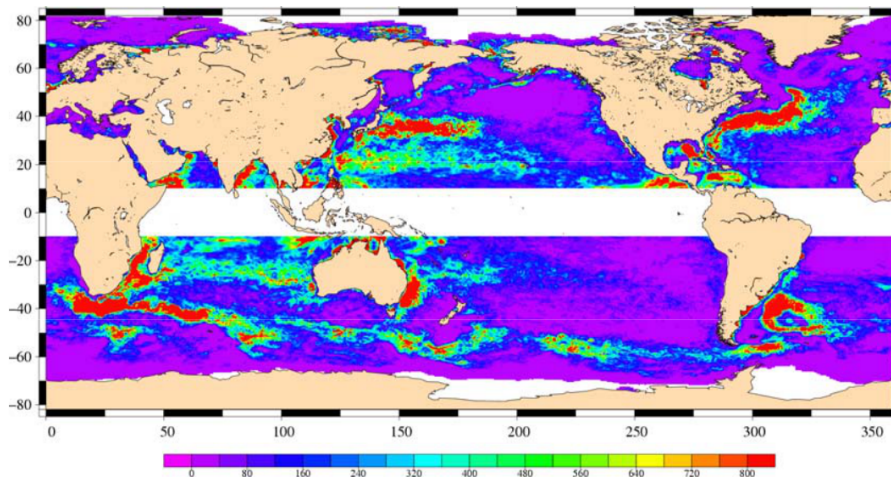


FIGURE 1.4 – Carte de l'énergie cinétique tourbillonnaire ($\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$) entre Octobre 2002 et Août 2003 issues de quatre missions altimétriques - Image tirée de *Pascual et al. (2006)*.

Cependant, toutes les structures tourbillonnaires ne sont pas issues de l'instabilité intrinsèque des courants. Par un effet classique de génération de tourbillons en aval d'un

obstacle, la présence d'îles (e.g. îles des Canaries, *Aristegui et al.*, 1997; *Barton et al.*, 2000) ou de caps (*Signell et Geyer*, 1991; *Doglioli et al.*, 2004; *Magaldi et al.*, 2010) peut générer ces structures. Des tourbillons sont également générés par les variations locales de tension de frottement du vent à petite échelle induisant des zones de divergence et de convergence via le transport d'Ekman (e.g. îles d'Hawaï, *Chavanne et al.*, 2002; *Dickey et al.*, 2008). Enfin, la variabilité de la direction et de la vitesse du vent peut entraîner la génération de tourbillons de méso-échelle (*Frankignoul et Müller*, 1979; *Müller et Frankignoul*, 1981).

En général, la dynamique et le rôle des tourbillons de méso-échelle sont très complexes et diffèrent d'une région à une autre. Possédant leur propre dynamique, dominée par des effets non-linéaires (*Nof*, 1981; *McWilliams*, 1984; *Cushman-Roisin*, 1994), les tourbillons de méso-échelle ont une tendance générale à se déplacer sur une grande distance, parfois de plusieurs centaines, ou même de milliers de kilomètres (*Richardson*, 1993; *McDonagh et Heywood*, 1999; *Testor et Gascard*, 2003; *Isern-Fontanet et al.*, 2006; *Chelton et al.*, 2011). Diverses recherches ont été consacrées à l'explication de ce mouvement. Il a été démontré qu'un anticyclone (cyclone), dans l'hémisphère Nord et sous l'effet de la variation du paramètre de Coriolis en fonction de la latitude (effet β), se déplace vers le sud-ouest (nord-ouest) (*Cushman-Roisin*, 1994). Dans l'étude de *Morrow et al.* (2004), l'analyse de données issues de la télédétection a montré la fiabilité de cette théorie sur la propagation des tourbillons dans un environnement avec de faibles courants; alors que dans un environnement à forts courants, leurs propagations peuvent être perturbées. Dû à des effets de la topographie (*Eide*, 1979; *Freeland et Denman*, 1982), les tourbillons peuvent également devenir quasi-stationnaires. Il a été montré que les échanges horizontaux au niveau des tourbillons, quelque soient leurs tailles, seraient essentiellement dépendants de leur vitesse de déplacement par rapport à leur vitesse de rotation. À partir de ce rapport de vitesses, la notion de piégeage de masse d'eau à l'intérieur des tourbillons, liée à la fermeture ou non des lignes de courant, a été introduite par *Flierl* (1981). Dans tous les cas, ces tourbillons jouent un rôle majeur dans le transport local d'anomalie de masse et de chaleur. Il est donc très important de connaître leur dynamique mais aussi leur interaction éventuelle avec la circulation moyenne et avec d'autres structures tourbillonnaires

pouvant affecter ce transport.

D'un point de vue biogéochimique, le transport horizontal et vertical de matière minérale et organique dans l'océan est fortement dépendant de la circulation océanique de méso-échelle. *Oschlies et Garçon (1998)* ont montré que la circulation de méso-échelle induit un tiers des injections de nutriments dans la couche euphotique des zones subtropicales et à moyennes latitudes. Les tourbillons cycloniques sont associés à une remontée de la pycnocline ("Eddy pumping mechanism") et donc de nutriments dans la couche euphotique (*Falkowski et al., 1991; McGillicuddy et al., 1998*). Au contraire, les tourbillons anticycloniques sont associés à une descente de la pycnocline, n'induisant en première approximation aucune réponse biologique (*Siegel et al., 2011*). Les tourbillons "mode waters" ont des isopycnes en forme de lentille, en raison du déplacement vers le haut de la thermocline saisonnière et du déplacement vers le bas de la thermocline permanente. Ces tourbillons sont anticycloniques, mais sont associés à une remontée de nutriments dans la couche de mélange (*McGillicuddy et al., 1999*). Les tourbillons cycloniques et "mode waters" sont donc favorables au déclenchement des blooms phytoplanctoniques. L'apparition de blooms hors du commun en profondeur, dans la mer des Sargasses (station BATS - Bermuda Atlantic Time-series Study), a entraîné une analyse plus approfondie du transport vertical des tourbillons "mode waters". L'étude de *McGillicuddy et al. (2007)* a montré que ces blooms étaient soutenus par les interactions entre le vent et ces tourbillons qui amplifiaient la remontée d'eau. Ce mécanisme est expliqué par la différence, pour un vent donné, entre les directions du courant du tourbillon versus celui du vent forcé identiques d'un côté de la structure et opposées de l'autre. Cette différence induit une tension de frottement du vent plus ou moins intense en ces deux zones et donc un pompage d'Ekman favorable à cette remontée. Ce mécanisme a rapidement été contredit dans l'étude de *Mahadevan et al. (2008)*. Ils ont argumenté que cette remontée de nutriments était affectée par des processus de plus petites échelles, générés par le frottement entre le tourbillon et le fluide environnant. Ces processus, se produisant sur toute la bordure du tourbillon, induisent des vitesses verticales plus importantes que celles expliquées par *McGillicuddy et al. (2007)*.

Des études similaires, concernant le transport vertical d'éléments nutritifs vers la surface, mais cette fois à l'intérieur d'un tourbillon anticyclonique dans l'océan Atlantique Nord ont été réalisées par *Martin et al. (2001)*. Pour ce tourbillon anticyclonique précis, ce transport est dominé par des processus agéostrophiques résultant d'une perturbation de l'écoulement autour du tourbillon. La durée et l'ampleur de cette remontée sont fortement dépendantes du forçage induisant cette perturbation. Ce forçage peut être transitoire ou à long terme et peut avoir un effet local ou plus étendu. Un recensement des sources de perturbations possibles a été proposé : la propagation de la structure dans le milieu, son affaiblissement, les tempêtes et les obstacles topographiques.

Cependant il n'existe pas encore d'accord sur un modèle conceptuel biogéochimique des tourbillons. *Sweeney et al. (2003)* ont proposé un modèle conceptuel où un tourbillon cyclonique (Figure 1.5) est assimilé à un mésocosme géant isolé de l'extérieur (modèle *Solid body rotation*). Basés sur des données recueillies à la station BATS dans la mer des Sargasses, ils divisent le cycle de vie d'un tourbillon en trois phases (intensification, maturité et affaiblissement). Dans ce modèle fermé, le seul mécanisme apportant des nutriments dans la couche euphotique est le mécanisme de pompage expliqué précédemment. Ce mécanisme est supposé se produire uniquement lors de la phase d'intensification. Néanmoins, un deuxième modèle s'oppose à celui-ci (Figure 1.5). En effet, il a été montré que des tourbillons moins profonds peuvent provoquer une remontée de la pycnocline lors de leur déplacement et donc une remontée des nutriments dans la couche euphotique (*McGillicuddy et al., 1995; Flierl et McGillicuddy, 2002; Martin et Pondaven, 2003; Nencioli et al., 2008*). Comme ces eaux sont en-dessous de la couche euphotique, elles sont plus riches en nutriments comparées aux eaux se trouvant au centre du tourbillon. Dans ce modèle ouvert, le tourbillon peut être assimilé à un réacteur biologique où la remontée de nutriments n'est plus limitée à une unique injection lors de la phase d'intensification. Si un accord doit être trouvé entre ces deux modèles conceptuels, l'hypothèse la plus probable serait que les échanges verticaux dépendraient de l'extension verticale des tourbillons, des gradients locaux et du mélange associé.

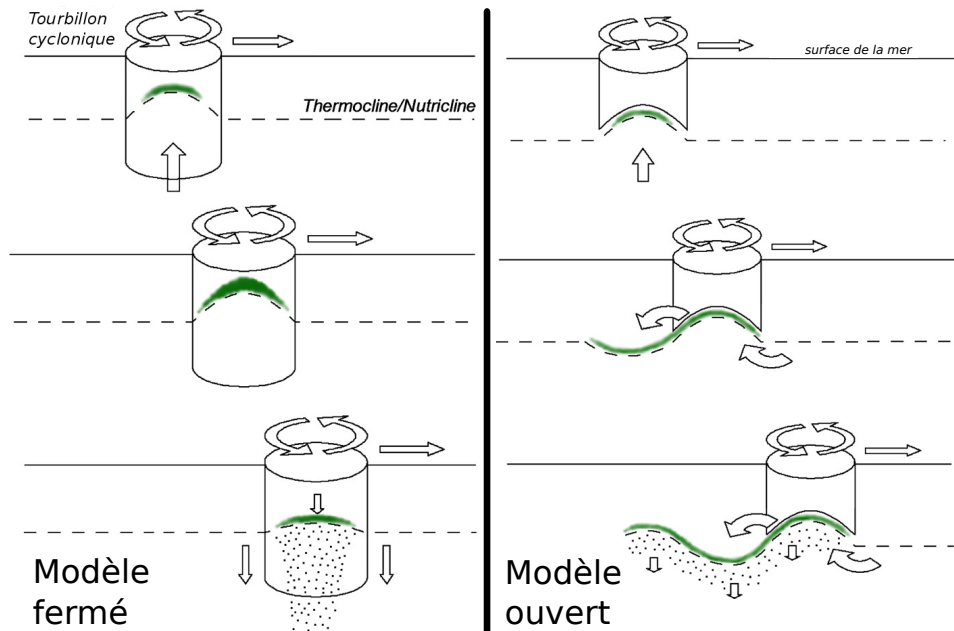


FIGURE 1.5 – Schéma du modèle fermé (à gauche) et du modèle ouvert (à droite). Les trois étapes représentent les trois phases du cycle de vie du tourbillon - Image tirée de *Nencioli et al. (2008)* et traduite en français.

1.2 De la méso-échelle à la subméso-échelle

La propagation et le nombre des structures tourbillonnaires de méso-échelle dans l'océan rendent très probables leurs interactions. Cette propagation et ces interactions induisent de forts étirements des masses d'eau qui vont générer de nouvelles structures à des échelles plus petites que le premier rayon interne de déformation de Rossby (R_d). La gamme d'échelles de ces structures, dites de subméso-échelle, a été définie précisément par *Lévy (2008)* comme étant comprise entre 2 et 20 km. Dans les zones plus côtières, ces structures sont définies par des échelles spatiales plus petites de l'ordre de 1 à 10 km. Ces structures comprennent les fronts, les petits tourbillons et les filaments. Elles peuvent également être générées par la présence de panaches fluviaux et de forçage atmosphérique comme le vent. Ces processus sont fortement agéostrophiques avec une vorticité relative pouvant être de l'ordre de la vorticité planétaire. Particulièrement intenses proche de la

surface (moins de 200 mètres de profondeur environ), leur contribution importante au budget énergétique turbulent de l'océan mondial a été mise en évidence dans plusieurs études (*Capet et al., 2008; Molemaker et al., 2010*).

Les images satellites à haute résolution (1 km approximativement) de la température de surface ou de la couleur de l'océan ont révélé le nombre important de ces structures de submésos-échelle. Leurs impacts sur la dispersion des traceurs dans les océans n'ont pu être étudiés qu'après les récents progrès de la puissance de calcul des ordinateurs et les améliorations des modèles (*Özgökmen et al., 2011*). Dans un modèle la résolution horizontale doit être suffisante afin de reproduire la dynamique de submésos-échelle. Dans l'étude de *Capet et al. (2008)*, un test sur la résolution du modèle passant de 6 km à 0.75 km montre la capacité à mettre en évidence la présence ou non de processus de submésos-échelle (Fig. 1.6).

Ces simulations numériques récentes à haute résolution ont permis de faire de grandes avancées dans la caractérisation de ces processus. Associées à de forts gradients horizontaux, les structures de submésos-échelle sont caractérisées par des vitesses verticales locales très intenses. Ces vitesses sont d'un ordre de grandeur plus intenses que celles associées aux structures de mésos-échelle. Ces vitesses verticales ont tendance à intensifier les fronts via un processus de frontogénèse (*Halliwel et Cornillon, 1990; Wang, 1993; Spall, 1995*). Elles ont également un fort impact sur les processus biogéochimiques pouvant augmenter le flux de nutriments dans la couche euphotique de plus de 50 % (*Klein et Lapeyre, 2009; Lévy et al., 2012*).

Comme les régions de remontées d'eau, provoquées par les processus de submésos-échelle, coïncident avec les zones de forts étirements, la distribution du phytoplancton est inhomogène avec la présence de filaments à fortes concentrations (*Lévy et al., 2001; Lévy et Klein, 2004*). *Abraham (1998)* a proposé un autre mécanisme pouvant induire cette répartition inhomogène ("phytoplankton patchiness"). Dans ce mécanisme, le forçage du vent génère une injection de nutriments de façon homogène dans la couche euphotique à grande échelle. Puis les processus physiques liés à la cascade d'énergie induisent une répartition hétérogène du phytoplancton.

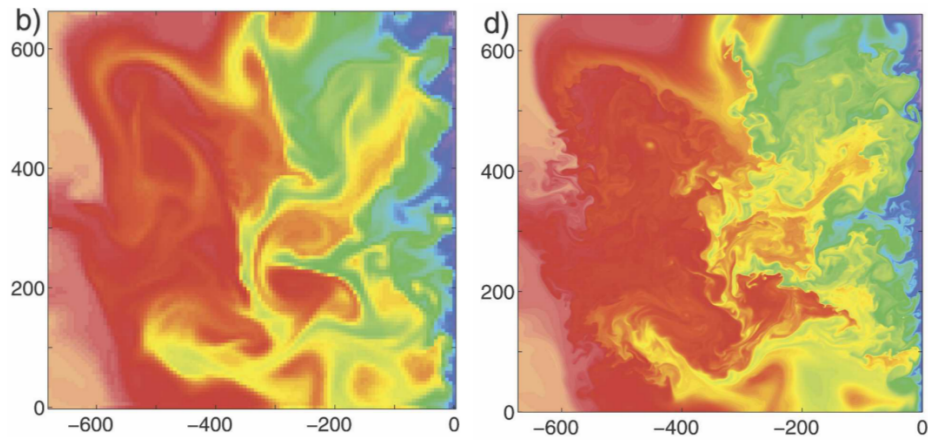


FIGURE 1.6 – Carte instantanée de champs de température (gamme de valeurs : 10° - 20° C) dans un modèle idéalisé du système de courants californien à 10 m de profondeur (Résolution spatiale à gauche : 6 km, à droite : 0.75km) - Image tirée de *Capet et al. (2008)*.

1.3 La turbulence

La turbulence est l'état d'un fluide dans lequel se superpose au mouvement moyen un mouvement d'agitation aléatoire. En générant des gradients très importants de la vitesse sur de petites échelles spatiales, le processus physique de la turbulence domine dans le transfert de masse et de chaleur et dans la dispersion de solutés et petites particules organiques et inorganiques (*Thorpe, 2007*). Le mélange associé à la turbulence peut être distingué en deux mécanismes *Eckart (1948)*. Le premier mécanisme prend en compte les effets d'étirement qui tendent à redistribuer les propriétés du fluide sur l'horizontal (à la sub-surface ou le long des isopycnes) sous forme de filaments. On a donc une dispersion des particules par des effets d'étirements ("Dispersion by stirring"). Le deuxième mécanisme est associé à la diffusion moléculaire qui entraîne un transfert des propriétés du fluide que ce soit sur l'horizontal ou la verticale. Cette diffusion tend à homogénéiser les propriétés du fluide ("Homogenizing by diffusion"). Le mélange est ainsi caractérisé par un effet combiné de la dispersion du fluide sous des effets d'étirements et de son homogénéisation due à la diffusion moléculaire.

La dispersion de particules par des processus turbulents a été l'un des premiers sujets

traités dans le domaine de la turbulence par les théoriciens L.F. Richardson et G.I. Taylor dans les années 1920. Ces études théoriques ont amené à la définition d'un coefficient, K_h , le coefficient de dispersion tourbillonnaire. Ce coefficient représente le taux moyen de séparation, dans une direction (x, y ou z), des particules dans un régime turbulent. Trente ans après, ces études ont été appliquées en mer pour la première fois, à partir de la trajectoire de deux bouées Lagrangiennes permettant une première quantification du coefficient de dispersion (*Richardson et Stommel, 1948*). Un recensement chronologique de l'analyse de trajectoires d'une ou de plusieurs bouées, afin d'estimer les coefficients de dispersion, a été publié récemment par *LaCasce (2008)*. Les coefficients issus de ces méthodes sont néanmoins caractéristiques d'échelles spatiales de méso-échelle. La détermination de ces coefficients à plus petites échelles s'est développée à partir d'expérience de largage de traceurs en mer. Cette approche est basée sur l'augmentation de l'échelle spatiale d'un patch de traceur. Afin de caractériser la dispersion à cette échelle, ce coefficient est défini proportionnel au gradient de concentration, en accord avec la première loi de Fick sur la diffusion. À cette échelle, le coefficient de dispersion est assimilé à un coefficient de diffusion horizontal.

1.4 Les données

Les observations de tous ces processus interagissant sur des échelles temporelles et spatiales diverses sont un véritable défi pour la communauté des océanographes.

Dans cette section, nous allons détailler les différentes données, utilisées directement dans le cadre de ce travail de thèse, issues des instruments à bord des navires de recherche, des plates-formes lagrangiennes et de la télédétection. À bord de navires de recherche, l'utilisation d'un ADCP (Acoustic Doppler Current Profiler) permet de mesurer les vitesses des courants en continu. De plus, la mesure de la température et de la salinité des eaux de surface est possible grâce au thermosalinomètre du bateau. À partir de mesures CTD (Conductivity Temperature Depth), des profils verticaux de ces caractéristiques thermohalines sont acquis.

Les plates-formes d'observation lagrangienne (bouées, traceurs) sont utilisées afin de suivre une masse d'eau. Les bouées lagrangiennes (flotteurs de surface ou de sub-surface) fournissent des informations précises sur le mouvement horizontal des masses d'eau. Pour le mouvement vertical des masses d'eau c'est qu'en 1997 que les capacités des bouées lagrangiennes en mode profilage ont été démontrées lors du projet WOCE (World Ocean Circulation Experiment, *Davis et al., 2001*). Enfin un dernier type de bouées lagrangiennes (*D'Asaro, 2003*) permet de suivre la masse d'eau en 3D en alternant entre un mode lagrangien (horizontal) et un mode profilage (vertical).

La détermination des mouvements en 3D des masses d'eau s'est développée à partir d'expérience de largage de traceurs en mer. Parmi les différents types de traceurs, des colorants fluorescents, notamment la rhodamine B, ont été largement utilisés pour étudier la dispersion de contaminants dans la zone côtière (*Emery et Thomson, 2001*). Depuis le milieu des années 1980, l'hexafluorure de soufre (SF₆), un gaz stable et inerte détectable à des concentrations un million de fois plus faibles que les colorants, a été utilisé comme traceur pour l'étude du mouvement des masses d'eau (e.g. dans l'océan Arctique, *Tanhua et al., 2008, 2009*). De plus, ce traceur a été utilisé lors de l'étude du mélange horizontal et vertical dans de nombreux sites plus ou moins étendus. De nombreuses analyses biogéochimiques ont été également développées à partir de son utilisation. Par exemple, l'évolution verticale d'un traceur a permis de quantifier l'apport de nutriments dans la couche euphotique à l'intérieur d'un tourbillon anticyclonique dans l'Atlantique Nord au cours du projet PRIME (*Martin et al., 2001; Law et al., 2001*). Enfin, combiné avec des enrichissements de fer, des traceurs ont été utilisés dans de nombreux projets afin d'évaluer la réponse de l'écosystème (*Martin et al., 1994; Cooper et al., 1996; Tsumune et al., 2005, 2009; Law et al., 2006*).

Les données issues de la télédétection donnent accès à de longues séries temporelles d'observations quasi-synoptiques. Ces données ont une grande couverture spatiale et temporelle. Généralement, les algorithmes développés pour traiter ces données sont dédiés à une application dans les zones hauturières. De ce fait, jusqu'à récemment les données en régions côtières étaient limitées et dégradées à cause d'erreurs dues principalement à la

bathymétrie et à la présence de la terre. Depuis peu, des algorithmes ont été développés pour étendre l'utilisation des données fournies par l'altimétrie (hauteur dynamique, courants géostrophiques) au milieu côtier (*Bouffard et al., 2008*).

Des données de la température de surface de la mer et de la concentration en chlorophylle-a ont été étudiées tout au long de ce travail de thèse.

Une longue série de données de température de surface de la mer est fournie par l'agence l'agence américaine NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration). Les images analysées proviennent du canal 4 du capteur AVHRR (Advanced Very High Resolution Radiometer) et fournissent une température relative de la surface de la mer.

La concentration en chlorophylle-a est une donnée issue des capteurs dits de la couleur de l'eau. Dans le cadre de ce travail, les données issues du capteur SeaWiifs de l'agence GSFC (Goddard Space Flight Center) de la NASA ont été utilisées. L'estimation de la concentration en chlorophylle-a est ensuite obtenue à partir d'une méthode empirique, basée sur l'application d'une Table de Correspondance aux réflectances de télédétection (*Gohin et al., 2002*).

Lors du projet LATEX, d'autres données ont été acquises, par gliders et par mouillages. Les gliders font partie du groupe des AUVs (Autonomous Underwater Vehicle). Ils sont guidés à distance afin de récupérer des sections verticales de variables physiques et biogéochimiques.

Les plates-formes d'observation fixes (mouillages) fournissent des mesures eulériennes. Les mouillages permettent d'obtenir une série de mesures, en un point fixe, collectée automatiquement à des intervalles de temps courts sur une longue période. Ils sont ainsi capables de capturer les signaux associés à des processus à haute fréquence.

1.5 Les modèles

Les performances des modèles numériques dépendent, entre autres, des données issues des observations *in situ* et des données de télédétection. En effet, sans parler pour l'instant d'assimilation, ces données permettent d'initialiser les modèles et de calculer

des coefficients essentiels à la paramétrisation numérique. La comparaison des données numériques et des observations permet de tester les résultats des modèles et, en contre partie, de mieux comprendre des phénomènes locaux observés en mer.

Les modèles hydrodynamiques sont des outils essentiels à l'analyse de la circulation océanique en 3D. Ils permettent le calcul des variables pronostiques de l'océan dont la température, la salinité, les vitesses des courants et l'élévation de la surface libre. Ils permettent aussi de calculer des variables diagnostiques telles que l'énergie cinétique, la masse volumique et la vorticité. Le développement de nouveaux schémas numériques (schéma d'advection, discrétisations temporelle et spatiales...), de nouveaux schémas de fermeture de la turbulence, de nouvelles conditions aux frontières ouvertes (*Marchesiello et al., 2001; Marsaleix et al., 2006*) et la paramétrisation précise de coefficients de diffusion (*Hu et al., 2009*) ont permis d'améliorer ces outils. Ces améliorations ont amené au développement d'études de plus en plus régionales (*Calil et al., 2008; Hu et al., 2009; Dong et al., 2009a; Rubio et al., 2009a*).

Les simulations régionales peuvent maintenant raisonnablement reproduire l'activité de méso-échelle. De plus, deux grands types de modélisation permettent de reproduire la dynamique de subméso-échelle. Le premier type consiste en un modèle où l'étendue de la zone d'étude est à l'échelle d'un bassin avec une résolution spatiale de l'ordre de 0.1 à 1 km. Par exemple, dans l'étude de *Capet et al. (2008)*, l'activité de subméso-échelle est bien résolue avec un domaine de 100 km et une résolution horizontale de 0.75 km (Fig. 1.6). Le deuxième type de modèle (Large eddy simulation - LES) est configuré pour des domaines plus petits de l'ordre de 1 à 10 km avec une résolution plus fine de l'ordre de 1 m. Ce deuxième type de modèle permet de résoudre les mouvements locaux turbulents (*Taylor et Ferrari, 2010; Özgökmen et al., 2011*).

Afin d'analyser l'occurrence et la propagation de tourbillons de méso-échelle dans les simulations numériques certaines méthodes de détection et de suivi ont été développées. Par exemple, nous pouvons citer les algorithmes de détection basés sur le paramètre d'Okubo-Weiss (*Isern-Fontanet et al., 2006; Chelton et al., 2007; Henson et Thomas, 2008*), la géométrie vectorielle des tourbillons (*Nencioli et al., 2010*), l'analyse en on-

delettes (*Doglioli et al., 2007*) ou encore la méthode dite de l'angle d'enroulement "the winding-angle method" (*Chaigneau et al., 2008*). Ces méthodes fournissent des informations fiables sur le nombre et le devenir des tourbillons côtiers et hauturiers.

1.6 Objectifs et Stratégies

Les différentes caractéristiques des processus de méso-échelle et de subméso-échelle, détaillées dans cette introduction, nous montrent l'importance de ces structures dans l'océan mondial. Malgré leurs grandes influences sur les processus biogéochimiques, ce travail de thèse s'est orienté vers la compréhension des processus physiques qui régissent la génération et l'évolution de ces structures. Plus précisément, l'étude de leur dynamique, leur processus de génération et leur impact sur les eaux environnantes a été entreprise.

Au cours de ce travail de thèse, nous nous sommes focalisés sur deux zones, l'une dans le Pacifique en aval d'îles et la deuxième en zone côtière. L'analyse de la circulation océanique autour de l'archipel hawaïen a été notre première zone d'étude. Cette circulation complexe est caractérisée par la présence de tourbillons de méso-échelle à l'ouest de ces îles (Figure 1.7). Cette circulation est principalement due aux forçages topographique et orographique de l'archipel sur le Courant Nord Équatorial (NEC) et sur les alizés. Des données hydrographiques et satellites (*Lumpkin, 1998; Chavanne et al., 2002; Seki et al., 2001, 2002; Bidigare et al., 2003*) montrent que les tourbillons en aval d'îles se développent et persistent dans cette zone sur une échelle de temps allant de la semaine jusqu'à plusieurs mois. Concernant cette zone d'étude, nous nous sommes posés plus spécifiquement la question suivante : quelle est l'importance relative du vent, du courant et du forçage topographique sur la circulation générale et sur la génération des tourbillons ? Pour répondre à cette question, nous avons utilisé un modèle hydrodynamique 3D à haute résolution, la version IRD du modèle ROMS (Regional Ocean Modeling System). De plus, cette démarche numérique a été mise en parallèle à des données combinant des observations satellite et *in situ* issues de la campagne E-FLUX III (*Dickey et al., 2008*, projet E-FLUX). Durant cette campagne, un échantillonnage d'un tourbillon cyclonique,

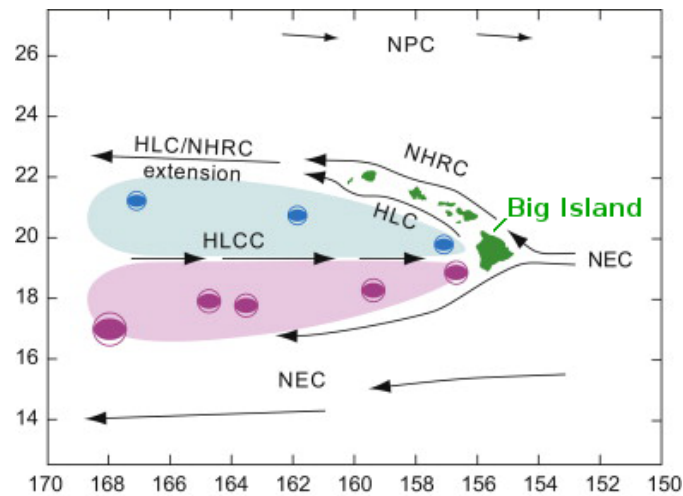


FIGURE 1.7 – Schéma de la circulation océanique régionale autour des îles d'Hawaï - Image tirée de *Lumpkin (1998)*.

Opal, présent à l'ouest de la Big Island de l'archipel, a été effectué. Ces données nous ont permis de comparer nos différentes configurations numériques à des données de terrain. Cette partie de travail fait l'objet du Chapitre 2.

L'analyse de la dynamique du golfe du Lion (GdL), marge continentale dans la partie nord du bassin occidental de la Méditerranée, a été notre deuxième zone d'étude. La circulation générale de la Méditerranée occidentale est caractérisée par une circulation cyclonique. La partie nord de ce gyre est formée par le Courant Nord (CN) qui s'écoule le long du talus continental de la mer de Ligurie vers la mer Catalane. Le CN a une influence importante sur le GdL. En effet, le CN peut constituer une barrière dynamique qui bloque les eaux côtières sur le plateau. Le CN possède différentes caractéristiques selon la saison de l'année (*Conan et Millot, 1995; Sammari et al., 1995*). En été, la veine du courant est localisée plus loin au large, est plus étendue et moins profonde. En hiver le courant est étroit, proche de la côte et s'étend jusqu'à 400 mètres de profondeur. Durant cette saison, le CN est plus instable et présente une grande variabilité de méso-échelle. Des études sur cette variabilité ont été effectuées au large de Nice par *Albérola et al. (1995)* et *Sammari et al. (1995)*; au large de Marseille par *Conan et Millot (1995)* et dans le GdL par *Flexas et al. (2002)* et *Petrenko (2003)*. Cette variabilité peut induire la formation de méandres et d'intrusions sur le plateau (*Petrenko et al., 2005; Gatti, 2008*). L'interaction entre le

CN et l'activité méso-échelle des filaments et des tourbillons peut induire des échanges entre les eaux du plateau et les eaux du large.

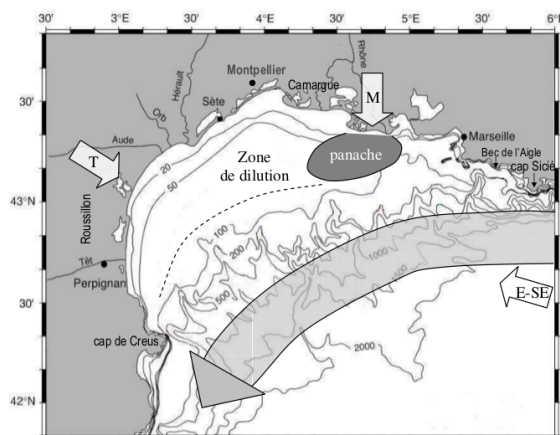


FIGURE 1.8 – Carte du Golfe du Lion sur laquelle sont indiqués les 3 secteurs de vent principaux (flèches blanches) : E-SE, le Mistral (M) et la Tramontane (T), le panache (zone grise foncée) et la zone de dilution (délimitée par les pointillés) du Rhône, et le Courant Nord (flèche grise) - Image tirée de *Gatti* (2008).

Concernant cette zone côtière, nous nous sommes posés plus spécifiquement les questions suivantes : (1) quels sont les caractéristiques physiques et la dynamique d'un tourbillon dans la partie ouest du golfe ? (2) quels sont les caractéristiques du mélange turbulent sur ce plateau continental ?

Cette étude s'est déroulée dans le cadre du projet LATEX (Lagrangian Transport Experiment, 2007-2011) ayant pour objectif d'étudier le rôle de la dynamique couplée physique biogéochimique des processus de méso-échelle dans les échanges de matière et d'énergie entre les zones côtière et hauturière.

Dans ce travail de thèse, l'étude de la dynamique d'un tourbillon côtier anticyclonique présent en été 2009 dans la partie ouest du GdL a été entreprise. Cette analyse s'appuie sur une utilisation sélective et combinée d'observations satellite et d'observations *in situ* recueillies au cours de la campagne Latex09 (24-28 août 2009). De plus, le mécanisme de génération du tourbillon Latex09 et sa dynamique ont été étudiés grâce à l'analyse des

sorties du modèle SYMPHONIE. Ce modèle hydrodynamique réaliste, à haute-résolution en 3D, avait été spécialement implémenté pour cette zone d'étude par *Hu et al. (2009)* pour l'étude spécifique de tourbillons anticycloniques à l'ouest du GoL. Cette analyse est détaillée dans le Chapitre 3 de ce manuscrit.

Enfin l'étude du mélange des eaux côtières de la partie occidentale du GdL est présentée dans le Chapitre 4. Cette étude est basée sur les données *in situ* recueillies lors de la campagne Latex 2010 (1-24 septembre 2010) à laquelle j'ai participé. Durant cette campagne, les masses d'eau ont été suivies par un traceur inerte, l'hexafluorure de soufre (SF₆), permettant une analyse précise du mélange turbulent, une évaluation du taux de déformation horizontal et une quantification des coefficients de diffusion turbulente. Des mesures hydrologiques et courantométriques, réalisées pendant cette campagne, ont également permis la mise en place d'un modèle lagrangien afin de tester ces coefficients.

Au cours du Chapitre 5, une conclusion détaillée de ces résultats est dressée et les perspectives de ce travail sont présentées.

Étude de sensibilité de la génération de tourbillons de méso-échelle dans un modèle numérique autour des îles hawaïennes

Sommaire

2.1	Avant-propos	22
2.2	Abstract	23
2.3	Introduction	24
2.4	Materials and Methods	28
2.4.1	Ocean Model	28
2.4.2	Eddy tracking and characterization	30
2.5	Results	31
2.5.1	Kinetic energy	31
2.5.2	Topographic forcing with advection and no wind	32
2.5.3	Wind forcing comparison	35
2.5.4	Topographic forcing with QuikSCAT wind forcing and no advection	36
2.5.5	QuikSCAT wind forcing with advection and no drag coefficient	36
2.5.6	Topographic and wind forcing with advection	38
2.5.7	Features of the cyclones	39
2.6	Discussion	43

2.7	Conclusions	48
2.8	Acknowledgements	49
2.9	Compléments	49

2.1 Avant-propos

Le but de cette première partie est d'étudier l'importance relative de différents forçages physiques sur la génération de tourbillons de méso-échelle autour de l'archipel hawaïen. Pour cela, une série de simulations numériques avec une résolution de $1/10^\circ$ a été effectuée avec la version IRD (Institut de Recherche pour le Développement) du modèle ROMS (Regional Ocean Modeling System). Les simulations ont été configurées afin d'implémenter différentes contraintes physiques en rapport aux conditions de vent (vent absent ou issu de différentes bases de données), aux conditions aux frontières (contrôle de l'advection) et à la tension de frottement de fond. Ces tests de sensibilité ont montré que la reproduction de la circulation générale et celle des tourbillons côtiers sont optimisées lorsque les trois forçages sont présents. Ces trois forçages agissant en synergie ; aucun forçage, pris indépendamment, n'est capable de recréer une situation réaliste.

Afin d'identifier la meilleure configuration du modèle régional océanique, nous nous sommes focalisés en particulier sur les résultats numériques obtenus à partir de deux simulations ayant comme forçage atmosphérique des tensions de frottement du vent issues de bases de données différentes : la climatologie moyenne mensuelle de COADS (Comprehensive Ocean-Atmosphere Data Set Project) avec une résolution de $1/2^\circ$ et la climatologie moyenne mensuelle à $1/4^\circ$ de résolution issue du diffusiomètre radar Sea-winds à bord du satellite QuikSCAT. Les caractéristiques principales de la circulation océanique dans la zone sont bien reproduites par ces deux configurations du modèle. Néanmoins, comparées aux données de forçage QuikSCAT, les données COADS, limitées par leur résolution, ne reproduisent pas l'accélération du vent à travers les différents passages des îles. Des différences significatives apparaissent sur les valeurs de l'énergie

cinétique et de la vorticité relative océaniques.

Afin d'aller plus loin dans cette comparaison, nous avons étudié les cyclones numériques, correspondant spatialement et temporellement, au cyclone *Opal*, échantillonné pendant la campagne E-FLUX III (*Dickey et al., 2008*). Différentes techniques ont été appliquées afin d'obtenir les caractéristiques des tourbillons simulés numériquement et celles du tourbillon échantillonné en mer. La remontée des isopycnes, la profondeur maximum d'impact du tourbillon, le diamètre et la vitesse tangentielle maximum ont été évalués. À la suite de cette analyse, il s'est avéré que, plus la résolution spatiale du vent est grande, plus la circulation océanique est réaliste. La simulation forcée par les données de vent QuikSCAT est donc la meilleure configuration afin de reproduire les structures tourbillonnaires de méso-échelle en aval des îles du point de vue de leurs caractéristiques hydrologiques, mais aussi de leurs évolutions.

Ce travail fait l'objet d'un article accepté dans "Ocean Science" et présenté dans la partie 2.2.

Sensitivity study of the generation of mesoscale eddies in a numerical model of Hawaii islands

M. Kersalé¹, A. M. Doglioli¹, A. A. Petrenko¹, I. Dekeyser¹

Received 8 February 2010; revised 9 April 2011; accepted 13 April 2011; published 2 May 2011

OCEAN SCIENCE, VOL. 7, 377-291, doi:10.5194/os-7-277-2011, 2011

2.2 Abstract

The oceanic circulation around the Hawaiian archipelago is characterized by a complex circulation and the presence of mesoscale eddies west of the islands. These eddies typically develop and persist for weeks to several months in the area during persistent trade wind conditions. A series of numerical simulations on the Hawaiian region has been done in

order to examine the relative importance of wind, inflow current and topographic forcing on the general circulation and the generation of eddies. Moreover, numerical cyclonic eddies are compared with the one observed during the cruise E-FLUX (*Dickey et al., 2008*). Our study demonstrates the need for all three forcings (wind, inflow current and topography) to reproduce the known oceanic circulation. In particular, the cumulative effect plays a key role on the generation of mesoscale eddies. The wind-stress-curl, via the Ekman pumping mechanism, has also been identified as an important mechanism upon the strength of the upwelling in the lee of the Big Island of Hawaii. In order to find the best setup of a regional ocean model, we compare more precisely numerical results obtained using two different wind databases : COADS and QuikSCAT. The main features of the ocean circulation in the area are well reproduced by our model forced by both COADS and QuikSCAT climatologies. Nevertheless, significant differences appear in the levels of kinetic energy and vorticity. The wind-forcing spatial resolution clearly affects the way in which the wind momentum feeds the mesoscale phenomena. The higher the resolution, the more realistic the ocean circulation. In particular, the simulation forced by QuikSCAT wind data reproduces well the observed energetic mesoscale structures and their hydrological characteristics and behaviors.

2.3 Introduction

The oceanic area around the Hawaiian archipelago exhibits a complex circulation characterized by the presence of mesoscale eddies west of the islands. This circulation is mainly due to the effects of the archipelago topographic forcing on both the North Equatorial Current (NEC) and the trade wind. Indeed, the blocking effect of the Hawaiian islands bathymetry on the oceanic flow is similar to the one of these islands' topography on the wind.

The NEC is a broad westward flow, constituting the southern part of the North Pacific subtropical gyre. When the NEC encounters the island of Hawaii, it is deflected towards the south, but also generates a northern branch (*Lumpkin, 1998*). The northern branch

is known as the North Hawaiian Ridge Current (NHRC), flowing coherently along the islands at an average speed of $0.10 - 0.15 \text{ ms}^{-1}$ (*Qiu et al., 1997*). The wake generated by the Hawaiian island is thought responsible for the formation of the Hawaiian Lee Counter Current (HLCC).

By a classical mechanism of formation of eddies in the lee of an obstacle, the wake can also generate mesoscale eddies, as indicated by the observations reported downstream of Gran Canaria Island (*Aristegui et al., 1994, 1997; Barton et al., 2000*). In the case of Hawaii, south (north) of the HLCC these eddies are typically anticyclonic (cyclonic) (*Lumpkin, 1998*).

A second mechanism could also explain the formation of an important counter-current (here the HLCC) and mesoscale eddies (whether in Hawaii or Gran Canaria). *Lumpkin (1998)* showed that there is an eddy-to-mean kinetic energy conversion at the latitude of the HLCC immediately west of the Island of Hawaii. By a simple Sverdrup balance, *Chavanne et al. (2002)* predict an HLCC from the wind stress curl dipole in the lee of the island of Hawaii. As explained by *Smith et Grubisic (1993)*, the Hawaiian archipelago presents a series of high vertical obstacles to the wind. The islands act as barriers to the trade winds, which are confined below the tropopause and constrained to flow around the topography (*Chavanne et al., 2002*). The wind stress variations in the lee of the Hawaiian Islands drive divergent and convergent Ekman transports in the upper layer of the ocean. And, in particular, the acceleration of the persistent northeasterly trade winds through the Alenuihaha Channel separating these islands is the second mechanism generating mesoscale eddies (*Patzert, 1969*). West of the islands, this mechanism can create cyclonic eddies south of 20°N and anticyclonic eddies north of 20°N .

Historical hydrographic and satellite data sets (*Patzert, 1969; Lumpkin, 1998; Chavanne et al., 2002; Seki et al., 2001, 2002; Bidigare et al., 2003*) indicate that mesoscale eddies typically develop and persist for weeks to several months west of the Hawaiian archipelago during persistent trade wind conditions. Moreover, interdisciplinary observations of mesoscale eddies were recently made west of the Big Island of Hawaii, combining different data from ships, surface drifters and satellite sensors (*Dickey et al., 2008*, project

E-FLUX). During the cruises E-Flux I and III, two cold-core cyclonic mesoscale eddies, *Noah* and *Opal*, respectively, have been found.

To simulate the oceanic circulation around the Hawaiian islands, we used a version of the model ROMS (Regional Oceanic Modeling System) provided with the following ROMSTOOLS [<http://roms.mpl.ird.fr>]. This modeling system is increasingly used, since its functionality and robustness have been demonstrated. Different physical constraints can be implemented with regard to boundary conditions and bottom stress. Different databases can also be used to provide atmospheric forcing to ROMS model, such as COADS (Comprehensive Ocean-Atmosphere Data Set Project) and data collected by NASA's SeaWinds Scatterometer aboard QuikSCAT.

Dong et McWilliams (2007) used the model ROMS to study vortex shedding by deep water islands and topographic eddy forcing in the Southern California Bight. *Yoshida et al. (2010)* studied the wind forcing of Hawaiian eddies. They found that, in the immediate lee southwest of Hawaii (18.9°N-20°N, 158°W-156.7°W), eddy signals have a predominant 60-day period and a short life-span. They noticed that the observed eddies originate in the southwest corner of Hawaii and are induced by the local wind stress curl variability associated with the blocking of the trade wind by the island of Hawaii. *Jiménez et al. (2008)* performed several experiments to study the relative importance of topographic and wind forcing on oceanic eddy shedding by an isolated, tall, deep water island. They applied the model to the case of eddies shed by the island of Gran Canaria. They found that wind forcing alone is not sufficient to force an oceanic Von Karman vortex street in the lee of the island and that topographic forcing is necessary. In their case, the wind forcing is not the main mechanism responsible for oceanic vortex shedding, it acts as a trigger mechanism when the incident current alone is not sufficiently energetic to produce vortex shedding.

As regards wind forcing, monthly mean values from COADS were compared to monthly mean wind speed and direction from Canadian weather buoys in the northeast Pacific (*Cherniawsky et Crawford, 1996*). Wind speed measurements from QuikSCAT scatterometer were validated by comparison with independent data. For instance, they were

compared with meteorological analyses (*Renfrew et al., 2009*) over the Denmark Strait, or with wind speeds computed from RADARSAT-1 synthetic aperture radar (SAR) in the Gulf of Alaska (*Monaldo et al., 2004*). Concerning ocean modeling, the influence of COADS versus QuickSCAT wind data on oceanic circulation was analyzed in the California Current System (*Penven et al., 2002*). *Calil et al. (2008)* have done numerical modeling simulations of the ocean response to realistic wind forcing in the lee of the Hawaiian Island chain. Since we use the same methodology, we stress, in this paper, the similarities and differences between their and our results. On the North equatorial central Pacific, an ocean model forced by COADS wind versus one forced by the NCEP-NCAR (National Centers for Environmental Prediction - National Center for Atmospheric Research) reanalysis wind were used to compare the observations of ocean heat content (*Wu et Xie, 2003*). Independent observations of oceanic circulation were investigated with an ocean model forced by QuikSCAT wind data in different regions : the Pacific system (*Xie et al., 2001*) and the Southern Benguela upwelling system (*Blanke et al., 2005*).

The main purpose of this study is to analyze the relative importance of topography and wind forcing on the Hawaiian oceanic circulation and eddies generation, with particular attention to wind-driven mesoscale eddy generation simulated with both COADS and QuikSCAT wind data.

The paper is organized as follows : section 2.4 introduces briefly the numerical model, the main simulation and eddy tracking parameters. Section 2.5 presents the model sensitivity and a discussion about the variability in the surface wind stress. This part will allow us to analyze whether the model reproduces the generation of mesoscale eddies west of the Hawaiian archipelago. In section 2.6, we analyze which simulation is the more realistic and whether one forcing is predominant. Our conclusions are drawn in section 2.7.

2.4 Materials and Methods

2.4.1 Ocean Model

Our circulation model is based on the IRD (Institut de Recherche pour le Développement) version of the Regional Ocean Modeling System (ROMS). The reader is referred to *Shchepetkin et McWilliams (2003, 2005)* for a more complete description of the numerical code. The model domain extends from 154°W to 161°W and from 18°N to 23°N (Figure 2.1).

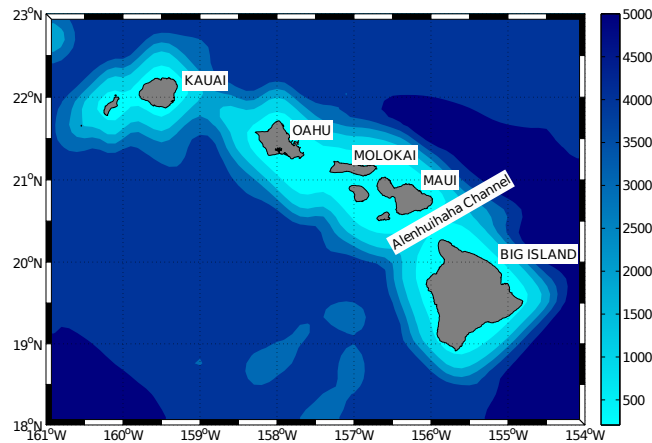


FIGURE 2.1 – Model domain and bathymetry [m]. Names of the islands and coastline at higher resolution are reported for geographical information.

Its grid, forcing, initial and boundary conditions were built with the ROMSTOOLS package (*Penven, 2003*). The model grid is 69×53 points with a resolution of $\frac{1}{10}^\circ$ corresponding to about 10 km in mean grid spacing, which allows a correct sampling of the first baroclinic Rossby radius of deformation throughout the whole area (about 60 km according to *Chelton et al., 1998*). The horizontal grid is isotropic with no introduction of asymmetry in the horizontal dissipation of turbulence. It therefore provides a fair representation of mesoscale dynamics. The model has 32 vertical levels, and the vertical s-coordinate is stretched for boundary layer resolution. The bottom topography is derived from a 2' resolution database (*Smith et Sandwell, 1997*). Although a numerical scheme

associated with a specific equation of state limits errors in the computation of the horizontal pressure gradient (*Shchepetkin et McWilliams, 2003*), the bathymetry field, h , must be filtered to keep the slope parameter, r , as $r = \frac{|\nabla h|}{2h} \leq 0.25$ (*Beckmann et Haidvogel, 1993*). Respecting the CFL criterion, the external (internal) timestep has been fixed equal to 12s (720s).

At the four lateral boundaries facing the open ocean, the model solution is connected to the surroundings by an active, implicit and upstream-biased radiation condition (*Marchesiello et al., 2001*). Under inflow conditions, the solution at the boundary is nudged toward temperature-, salinity- and geostrophic velocity-fields calculated from Levitus 1998 climatology (NODCWOA98 data provided by the NOAA/OAR/ESRL PSD, Boulder, Colorado, USA, from their Web site at <http://www.cdc.noaa.gov/>), which is also used for the initial state of the model. The nudging timescale for inflow and outflow (τ_{in} , τ_{out}) are set to (1 day, 1 year) for the tracer fields and (10 days, 1 year) for the momentum fields. The geostrophic velocity (U_{geo}) is referenced to the 2000 m level. The width of the nudging border is 100 km, and the maximum viscosity value for the sponge layer is set to $800 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$.

Bottom boundary conditions for momentum are computed by assuming a logarithmic velocity profile and using a bottom roughness ($Z_{ob} = 1.10^{-2}\text{m}$) to determine a quadratic drag coefficient for a typical stress boundary condition of $\vec{\tau}_b = C_d \rho_o \vec{u} |\vec{u}|$ where τ_b is the bottom frictional stress, ρ_o the water density, C_d the drag coefficient and \vec{u} the bottom current. The drag coefficient is defined as $C_d = \frac{k}{\ln(z/Z_{ob})}$ ranging from a minimum of 10^{-4} and a maximum of 10^{-1} coefficient with k the Von Karman constant.

At the surface, the heat and fresh water fluxes introduced in the model are extracted from the Comprehensive Ocean-Atmosphere Data Set (COADS, *Da Silva et al., 1994*). As regards wind stress, two different databases are used in this work : (i) a monthly mean climatology computed from COADS dataset (1945-1989) giving data with spatial resolution of $\frac{1}{2}^\circ$; (ii) a monthly mean climatology computed from satellite-based QuikSCAT dataset (2000-2007, *Callahan et Lungu, 2006*) gridded at $\frac{1}{4}^\circ$ resolution.

Table 2.1 summarizes the performed numerical experiments. In all cases, we run 10-

year simulations with model outputs averaged and stored every 3 days of simulation.

TABLE 2.1 – Summary of the performed numerical experiments, the relatives names and the forcings.

Name	Wind forcing	Advection	Drag Coeff.
Run-A	none	U_{geo}	C_d
Run-B	none	$2 \times U_{geo}$	C_d
Run-C	QuikSCAT	none	C_d
Run-D	QuikSCAT	U_{geo}	none
Run-E	COADS	U_{geo}	C_d
Run-F	QuikSCAT	U_{geo}	C_d

The two first experiments (Run-A and Run-B) are made with no wind forcing and different values for the inflow velocities at the open boundary. In the third experiment (Run-C), the inflow velocity is set to zero and the wind forcing comes from the QuikSCAT database. In Run-D, the drag coefficient is set equal to zero. The two last experiments, with both advection and bottom friction, allow to compare the effect of different wind forcing dataset : COADS (Run-E) and QuikSCAT (Run-F).

2.4.2 Eddy tracking and characterization

To detect eddies, we select a threshold value of the sea surface height (ssh) of $|5|$ cm. We choose to set this value to one third of the typical ssh anomaly generated by anticyclonic eddies in the Hawaii region (i.e. 15 cm, according to *Firing et Merrifield, 2004*). Each cyclone (anticyclone) is then listed by the letter $C(A)$ followed by the number corresponding to their temporal appearance. To indicate in which experiment eddies are observed, a letter listing the Run is added at the end of each name of the eddy.

In the following we focus on numerical cyclones chosen because they are spatially and temporally representative of cyclone *Opal* studied during the cruise E-FLUX III (March 10-28, 2005) and observed on SST satellite images from February to April of that year (*Nencioli et al., 2008*).

The characteristics used to chose numerical cyclones resembling the most *Opal* are the following : generation date, position and life-time. We propose a quantitative comparison between the numerical eddies and *Opal* based on eddy characteristics' statistics during the last five years of simulation. Moreover we illustrated this comparison with figures issued from the tenth year of simulation.

Following *Dickey et al. (2008)*, we define the radial extent of the eddy as the distance between the locations where isopycnal and isotherm surfaces become nearly horizontal. Indeed, according to these authors, the $\sigma_{t_{24}}$ (i.e. $\sigma_t = 24 \text{ kgm}^{-3}$) isopycnal surface proved to be an important reference in determining the general characteristics of cyclones in this area. Moreover, we calculate the east-west (north-south) components of the horizontal velocity vector along a north-south (east-west) transect for the most realistic numerical eddy. In this way we can both (i) estimate the position of the eddy center, as the location where the components of the horizontal velocity are very small and (ii) calculate the eddy radius, as the maximum distance until which, starting at the center, the intensity of the barotropic velocity increases linearly (corresponding to the solid body rotation, e.g. *Nencioli et al., 2008*). This latter distance allows us to also check the previous evaluation of the eddy extent.

2.5 Results

2.5.1 Kinetic energy

The temporal evolutions of the volume-averaged kinetic energy for all simulations are reported in Figure 2.2. The Run-A results are characterized by the lowest kinetic energy and smallest temporal variability. When the speed of the currents at the boundary is more intense (Run-B), the 10-year mean value of volume-averaged kinetic energy goes from 22 to 27 cm^2s^{-2} . This mean value is of the same order than the one of the Run-C result (28 cm^2s^{-2}) but the temporal variability of Run-C is higher than the one of Run-B. The Run-D results are characterized by the highest kinetic energy (32 cm^2s^{-2}) and

largest temporal variability. The Run-F results are generally more energetic ($30 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$) than the Run-E ones ($27 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$). Moreover, the kinetic energy has a lower temporal variability in Run-E than in Run-F. We can classify these simulations, from the less to the more energetic with reference to the 10-year mean value of volume-averaged kinetic energy : Run-A ($22 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$) < Run-B = Run-E ($27 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$) < Run-C ($28 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$) < Run-F ($30 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$) < Run-D ($32 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$).

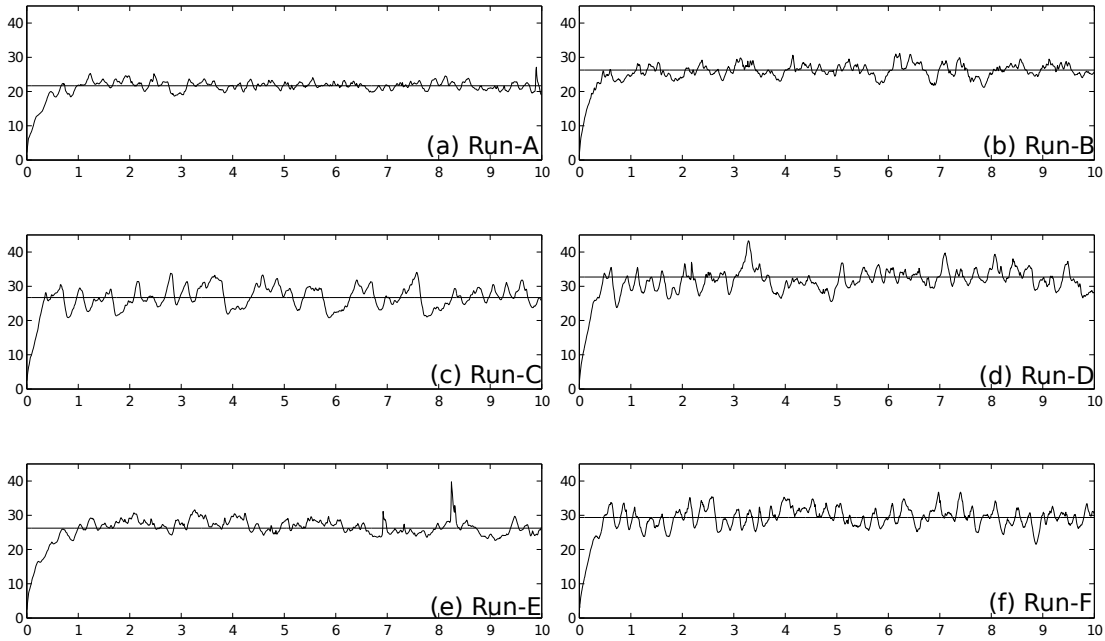


FIGURE 2.2 – Temporal evolutions (model time, years) of volume-averaged kinetic energy [cm^2s^{-2}] for the six numerical experiments. The horizontal lines indicate the 10-year mean values.

2.5.2 Topographic forcing with advection and no wind

In this experiment, the objective is to analyze the importance of the topographic forcing on the Hawaiian oceanic circulation. With this aim in view, wind forcing is suppressed and the intensity of the inflow velocity is set to U_{geo} in Run-A and has been doubled ($2 \times U_{geo}$) in Run-B. In general, the annually averaged circulation of Run-A does

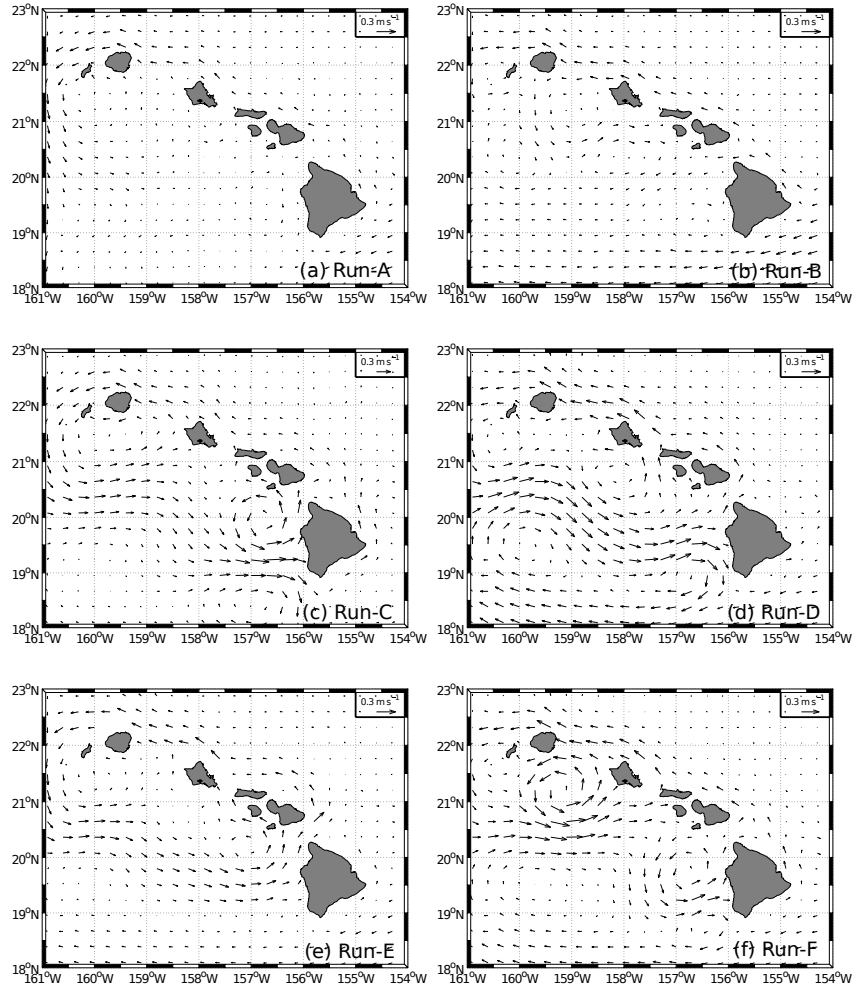


FIGURE 2.3 – Annually-averaged currents' velocity vectors at 40-m depth.

not reproduce the NEC and the HLCC (Figure 2.3a). In the Run-B (Figure 2.3b) the NEC split is well reproduced. To study the mesoscale structures, the situation on August 22 is presented in both Run-A and Run-B (Figure 2.4). Mesoscale structures dominate the flow field with cyclonic and anticyclonic eddies present in the two simulations. The vortex shedding leads to the formation of a street of successive cyclonic and anticyclonic eddies, looking like a Karman vortex street, downstream the Big Island. The numerical results show that the formation of cyclonic eddies frequently occurs on the lee side of other islands, as indicated by the observations reported downstream of Lanai Island

(Dong *et al.*, 2009b). In Run-A, anticyclones tend to dominate south of 19 – 20°N and cyclones to be more present in the north. In Run-B, a current is accelerated through the Alenuihaha Channel, inducing vorticity (Figure 2.4b). This is not observed in Run-A. This contribution of vorticity induces the formation of anticyclonic eddies between two cyclones regions. If we compare the two simulations, the structures from Run-B are more coherent and intense than the ones from Run-A. In Run-B, the vortex shedding frequency increases in time with increasing velocity current. We can calculate the Strouhal number $S_t = D/TU$ defining the eddy shedding frequency, where D is the diameter of the Big Island (100 km), T the shedding period and U the current speed. The period for eddy shedding is roughly 60 days (30 days) for Run-A (Run-B). The mean value of the current speed at 10-m depth is equal to 0.011 ms^{-1} (Run-A) and 0.033 m s^{-1} (Run-B). These values give S_t approximately equal to 1.75 for Run-A and 1.17 for Run-B. These values are representative of a non-stationary flow where eddies are generated periodically downstream the obstacle. For experiments in a homogeneous, non rotating flow, $S_t = 0.2$ (Zdravkovich, 1997). This implies that eddies are shed at a lower frequency in these experiments.

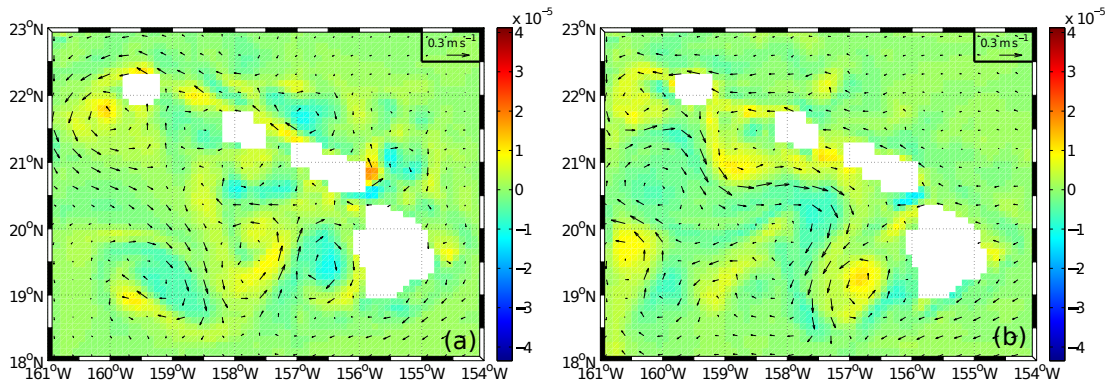


FIGURE 2.4 – Relative vorticity field with velocity vectors at 10-m depth on August 22 for Run-A (left) and Run-B (right).

2.5.3 Wind forcing comparison

A unidirectional wind regime, stemming from the north-east (i.e. trade wind), is predominant in both datasets (data not shown). As foreseen, the annually averaged values of the two wind stress datasets have significant differences (Figure 2.5). In COADS, the prevailing wind stress intensity is in the range 0.06-0.08 Nm^2 ; while, in QuikSCAT, the values are much more intense and the prevailing range is 0.10-0.12 Nm^2 (different scales are used in Figure 2.5 for a better visualization). Strong differences are observed west of all the island channels, including the Alenuihaha Channel, and also south of the Big Island. COADS forcing, due to its resolution, sees the Hawaiian islands as if the archipelago was continuous and contained only one long and distorted island. Hence the wind stress only accelerates north and south of this unique island. While QuikSCAT forcing captures the effect of each island individually, with an acceleration of the wind stress through the different channels.

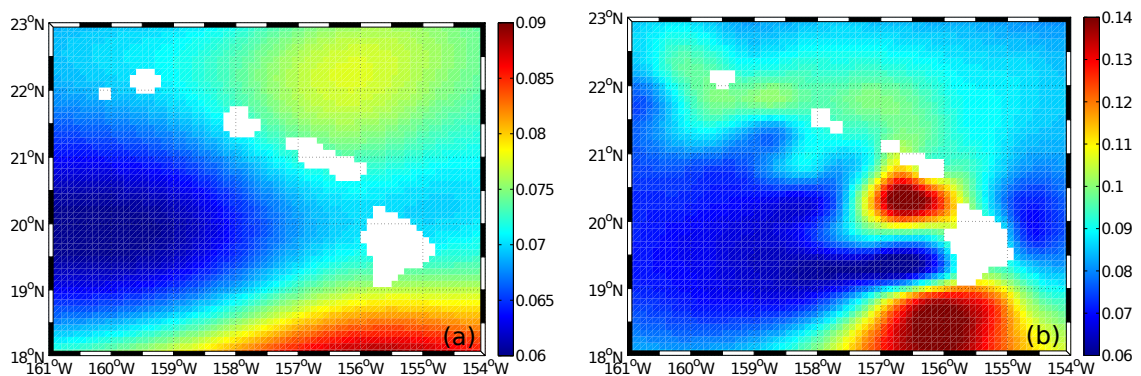


FIGURE 2.5 – Annually-averaged wind stress values [Nm^{-2}] for COADS (left) and QSCAT (right). Different scales are used for a better visualization.

2.5.4 Topographic forcing with QuikSCAT wind forcing and no advection

In this experiment, the objective is to analyze the importance of the wind forcing on the Hawaiian oceanic circulation. In sake of simplicity, we take into account only the wind forcing with the highest resolution : QuikSCAT. The annually averaged circulation of Run-C (Figure 2.3c) does not show the presence of the NEC. However there is a current similar to the HLCC at 20.5°N moving progressively towards the south in the lee of the Big Island of Hawaii just between a cyclonic eddy to the north and an anticyclonic one to the south. Circulation in April represents well the behavior of the mesoscale structures (Figure 2.6). No vortex shedding is produced in this case. But this circulation is dominated by the presence of two eddies, of opposite vorticity, in the Big Island wake : a cyclonic eddy at the exit of the Alenuihaha Channel, centered at 20°N , and an anticyclonic eddy south of the Big Island of Hawaii, centered at 18.6°N . These eddies are intense, with rotational speeds up to 0.4 ms^{-1} , and are stationary all year round. Moreover, we can observe the presence of an anticyclonic eddy present northwest of the Alenuihaha cyclonic eddy at the beginning of its life (Figure 2.6a). This eddy is generated periodically, every 30 to 60 days. It is characterized by a short life-span (10 days). This eddy circles westward around the Alenuihaha cyclonic eddy, moving progressively towards the south (Figures 2.6b,c), and disappears 10 days after its generation (Figure 2.6d).

2.5.5 QuikSCAT wind forcing with advection and no drag coefficient

In this experiment, the model is forced by the inflow velocity at the eastern open boundary (U_{geo}) and QuikSCAT wind forcing, but the drag coefficient is set equal to zero. Looking at the annually averaged circulation of Run-D (Figure 2.3d), we can note the presence of the NEC in the south and of the HLCC at $19.5 - 20.5^{\circ}\text{N}$. This circulation is characteristic of a circulation in the lee of an archipelago, forming two distinctive zonal

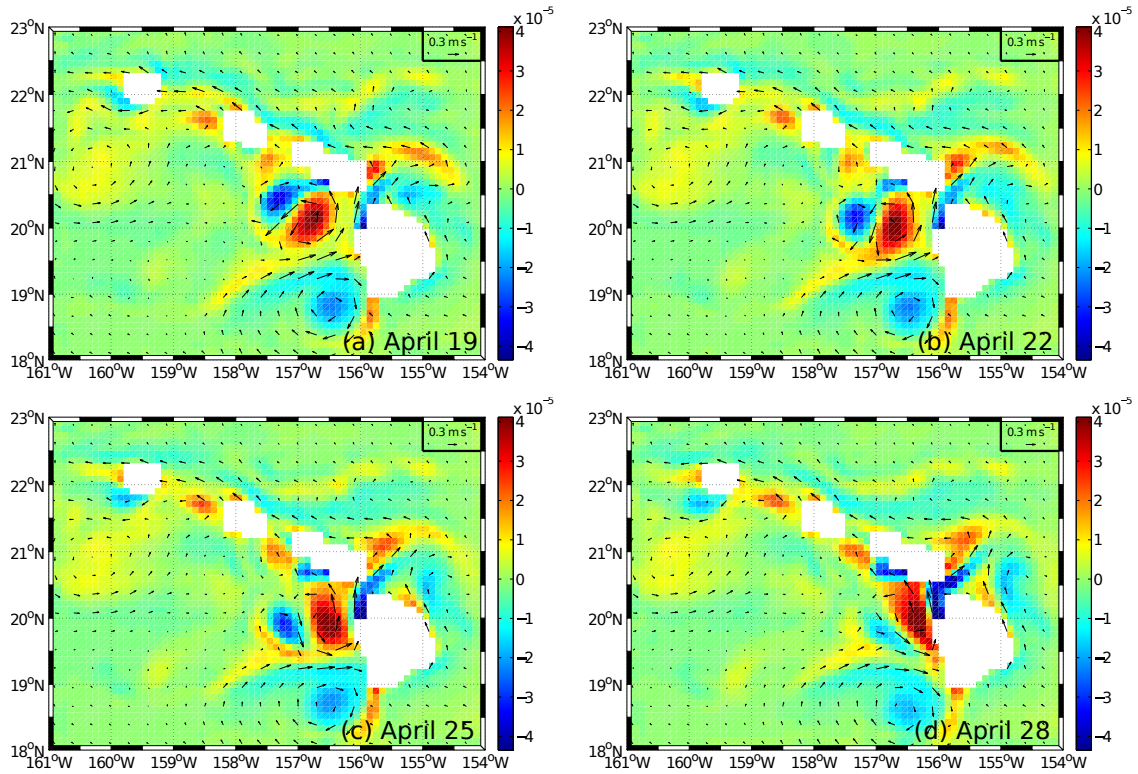


FIGURE 2.6 – Relative vorticity field and velocity vectors for Run-C at 10-m depth at different dates in April.

area (north and south of 20°N). The HLCC seems to correspond to the border between cyclonic eddies to the north and anticyclonic eddies to the south. The situation on April 25 (Figure 2.7a) is representative of the whole year circulation except during the months of July and August (Figure 2.7b). We can remark, as in the annual circulation, a large-scale cyclonic circulation to the north and anticyclonic eddies to the south. During four months (January to April) these structures expand and move westward. However, during the months of July and August, we observe the successive formation of several eddies. We can note that, during these months, the wind forcing is the strongest of the year (data not shown).

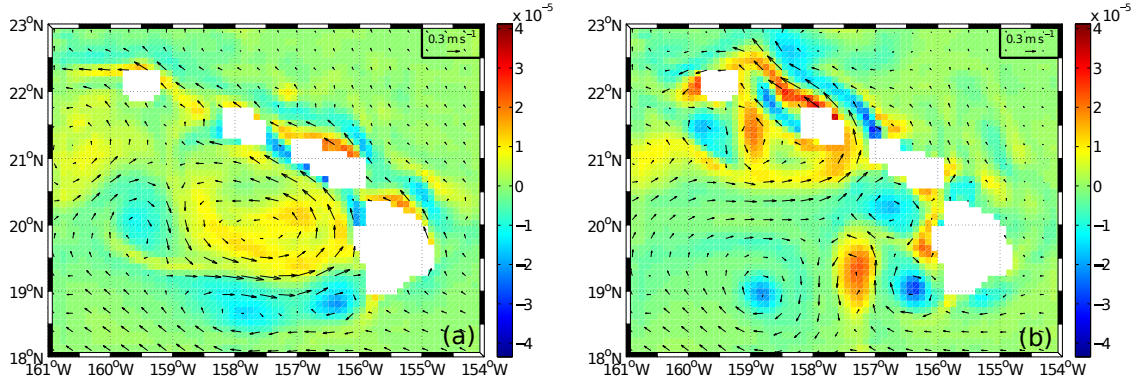


FIGURE 2.7 – Relative vorticity field and velocity vectors at 10-m depth on April 25 (left) and August 4 (right) for Run-D.

2.5.6 Topographic and wind forcing with advection

In general the annually averaged circulation of Run-E and Run-F reproduce well the ocean circulation of the study area described in section 1 : the NEC splits in two branches when it encounters the Hawaii Archipelago (Figures 2.3e,f). In the wake of the islands the HLCC and the mesoscale eddies form. In Run-E, the HLCC is centered around 20°N, while in Run-F this current is shifted to the north closer to the islands (20.5°N). For a more detailed comparison between the two runs, in the following section, we analyze the kinetic energy, the generation and life of the eddies.

In order to analyze the ergodicity, we calculate the total kinetic energy (TKE) at 10-m depth and then the eddy kinetic energy (EKE) in two different ways : EKE_{surf} is the difference between TKE and its surface average $\langle TKE \rangle = \frac{1}{S} \int_V TKE(x, y, t) dx dy$, while EKE_{time} is the difference between TKE and its monthly time average $\overline{TKE} = \frac{1}{T} \int_0^T TKE(x, y, t) dt$. In this latter calculation, a monthly variability is considered sufficient because, in the study area, there is no significant seasonal variability. For Run-E (data not shown), the higher values of TKE are far from the island, in the meanders of the HLCC. Moreover, EKE_{surf} and EKE_{time} have very similar patterns. For Run-F (data not shown), instead, the highest values of TKE are concentrated in eddies near the islands and again EKE_{surf} and EKE_{time} have similar patterns.

Both cyclonic and anticyclonic are present in the two simulations (Figure 2.8). In Run-F the eddies form four zonal areas (Figure 2.8b). Anticyclonic eddies dominate in regions 1 and 3 and cyclonic eddies in regions 2 and 4. In addition, we can notice the presence of small eddies at 19.5°N in Run-F (Figure 2.8b). These eddies are characterized by a length scale similar to the Alenuihaha Channel width. Structures from Run-E are less intense and defined than the ones from Run-F. The cyclonic minimum value of relative vorticity is equal to $-2.46 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ in May for the Run-E and to $-4.35 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ in November for the Run-F. The anticyclonic maximum value of relative vorticity is equal to $+2.37 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ in August for Run-E and to $+4.12 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ in December for Run-F. Indeed, the anticyclonic relative vorticity values are generally twice higher for Run-F than Run-E.

After their formation, the eddies generally move westward. In general, we observed that the cyclones move toward the north-west and anticyclones to the south-west. This fact has been explained by *Cushman-Roisin (1994)* in terms of potential vorticity conservation on a β -plane and then observed in satellite data by *Morrow et al. (2004)*. Rather than to interpret the westward drift in terms of potential vorticity, *Cushman-Roisin (1994)* also explain the drift by a balance of forces. Moreover we observe a southward movement of the cyclonic eddies during the first time of their life. *Patzert (1969)*, *Lumpkin (1998)*, *Seki et al. (2002)* and *Dickey et al. (2008)* have also reported cyclonic eddies moving southward before translating west-northwestward.

This phenomenon can cause a disturbance in the flow field with cyclones (anticyclones) present in the northern (southern) part of the wake. That process is well observed in the Run-F results, where the anticyclones are better defined than in Run-E.

2.5.7 Features of the cyclones

Specific numerical cyclones are chosen, during the last five years of each simulation, because they are spatially and temporally representative of cyclone *Opal* studied during the cruise E-FLUX III (March 10-28, 2005). These eddies are compared with each other and with observational data. The different eddy characteristics' statistics and the ones of

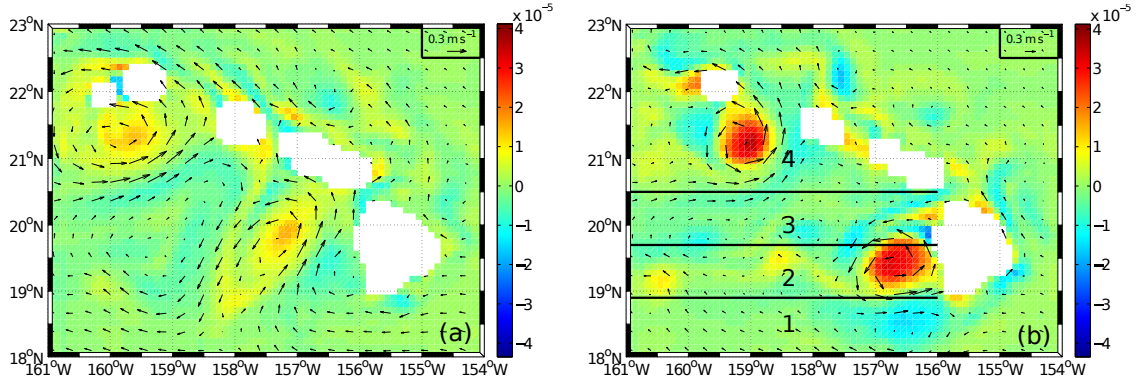


FIGURE 2.8 – Relative vorticity field with velocity vectors at 10-m depth on August 25 for Run-E (left) and Run-F (right). In Run-F, anticyclonic eddies dominate in regions 1 and 3 and cyclonic eddies in regions 2 and 4.

TABLE 2.2 – Features of the cyclones based on statistics for the last 5 years of each simulation and for *Opal* (n.d. stands for not determined).

	Run-A	Run-B	Run-C	Run-D	Run-E	Run-F	<i>Opal</i>
Isopycnal outcropping	$\sigma_{t_{23.6}}$	$\sigma_{t_{23.6}}$	$\sigma_{t_{23.6}}$	$\sigma_{t_{23.6}/23.8}$	$\sigma_{t_{23.6}/23.8}$	$\sigma_{t_{23.6}/23.8}$	$\sigma_{t_{23.6}}$
Depth impact (m)	> 250	90 \pm 50	> 250	240 \pm 20	130 \pm 70	> 250	> 250
Diameter (km)	160 \pm 10	n.d.	210 \pm 20	210 \pm 10	180 \pm 20	180 \pm 30	180-200
Velocity (ms⁻¹)	0.24 \pm 0.04	0.23 \pm 0.02	0.54 \pm 0.12	0.55 \pm 0.05	0.3 \pm 0.05	0.53 \pm 0.09	0.6

cyclone *Opal* are summarized in the Table 2.2.

Cyclones are expected to exhibit an uplift of isopycnal and of isothermal surfaces. Depending on the runs, these characteristics are more or less apparent (Figure 2.9, Figure 2.10). The sections reveal an intense doming of isothermal and isopycnal surfaces with outcropping at the surface for Run-C and Run-F (Figure 2.9c, Figure 2.10c). This uplift is also present for Run-A, Run-D and Run-E (Figure 2.9a, Figures 2.10a,b) but is not as pronounced as in the previous results. The Run-B results are characterized by smooth isothermal and isopycnal surfaces (Figure 2.9b). The deepest depths, where the eddies still influence the isopycnals, vary between 90 m (Run-B) and 250 m (Run-A, Run-C, Run-F). We have calculated an estimate of the diameter of the different cyclonic eddies following the method used by *Dickey et al. (2008)*. These diameters vary between

160 km (Run-A) and 210 km (Run-C, Run-D). The diameters for Run-E and Run-F features are of the same order than the one of cyclone *Opal*. The values of the maximum tangential velocities (Table 2.2) can give us information on the intensity of each cyclones. The Run-A and Run-B results are characterized by the lowest velocity ($0.23 - 0.24 \text{ ms}^{-1}$), while those of Run-C, Run-D and Run-F by the highest velocity ($0.53 - 0.55 \text{ ms}^{-1}$). An intermediate value is found for the Run-E results (0.30 ms^{-1}).

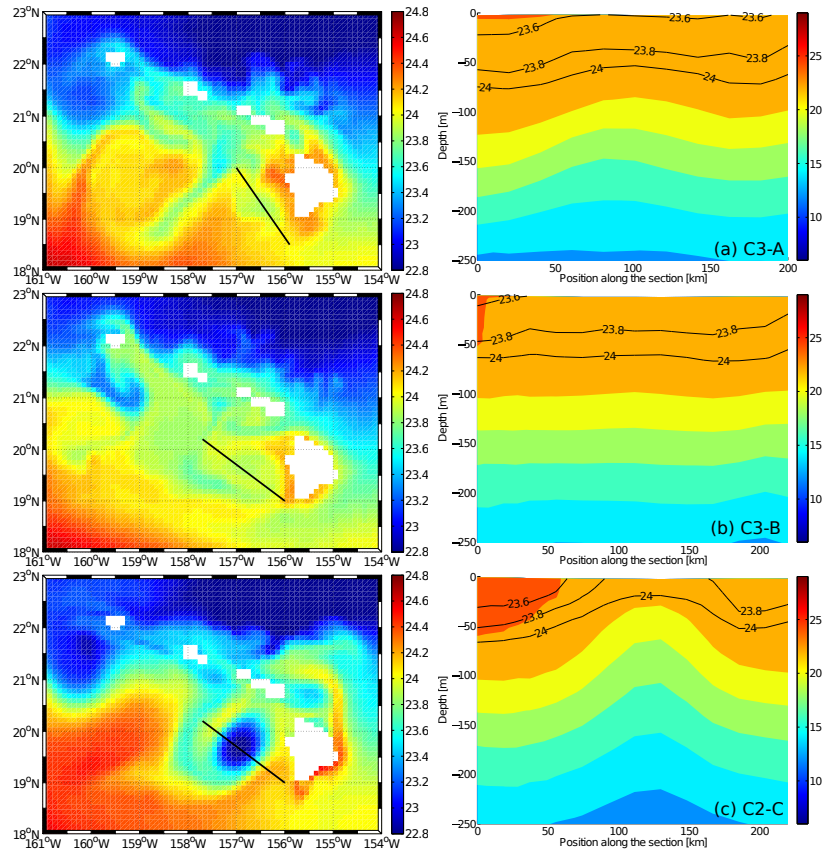


FIGURE 2.9 – Left : surface temperature maps on March 28 with position of the transects (black straight line) crossing the center of a cyclonic eddy Run-A (top), Run-B (middle) and Run-C (bottom). Right : Corresponding vertical sections of temperature. The black lines in the vertical sections represent $\sigma_{t_{23.6}}$, $\sigma_{t_{23.8}}$ and $\sigma_{t_{24}}$ isopycnals.

The numerical cyclones of Run-A and Run-B are not energetic enough and those of Run-C and Run-D are too large compared to the characteristics of cyclone *Opal*. Hence the

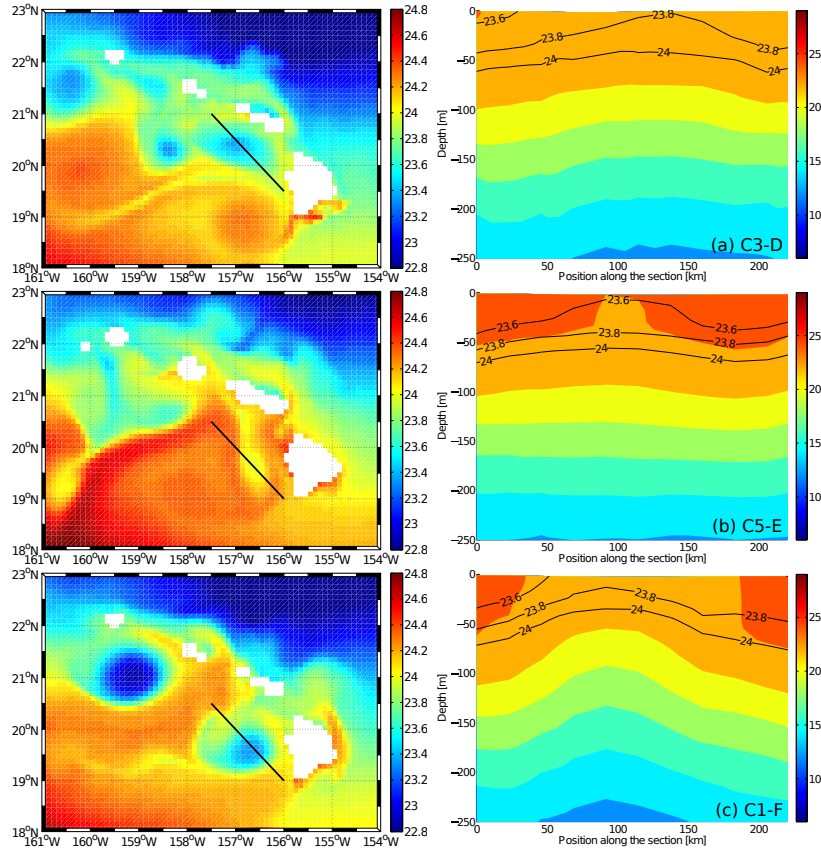


FIGURE 2.10 – Left : surface temperature maps with position of the transects (black straight line) crossing the center of a cyclonic eddy on April 13 for Run-E (middle) and on March 28 for both Run-D (top) and Run-F (bottom). Right : Corresponding vertical sections of temperature. The black lines in the vertical sections represent $\sigma_{t_{23.6}}$, $\sigma_{t_{23.8}}$ and $\sigma_{t_{24}}$ isopycnals.

results of Run-E and Run-F are the closest ones to the *Opal* characteristics. Hereafter we concentrate on these two runs during the tenth year of simulation. We have calculated the east-west (north-south) components of the horizontal velocity vector along a north-south (east-west) transect for Run-E and Run-F. We report zonal and meridional components of the 40-m depth horizontal velocity along meridional and zonal transect, respectively, for eddies *C5-E* and *C1-F* in Figure 2.11. We have chosen this depth for a comparison with in situ measurements performed by *Nencioli et al. (2008)* inside the cyclone *Opal*.

The position of the center of the eddy can be located at the point of minimal velocity,

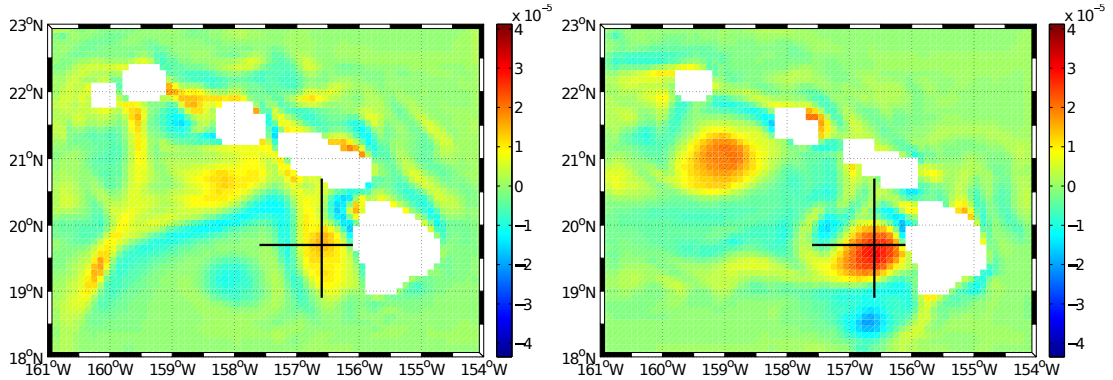


FIGURE 2.11 – Relative vorticity field at 40-m depth with position of the transects (black straight line) of the eddy $C5-E$ (Run-E, April 13, left) and of the eddy $C1-F$ (Run-F, March 28, right).

here near 19.5°N , 156.6°W for both eddies (Figure 2.12).

In Figure 2.13 we show the distribution of the zonal and meridional components of the 40-m depth horizontal velocity with respect to the distance from the eddy center for both $C5-E$ (Run-E, April 13) and $C1-F$ (Run-F, March 28). Both eddies are characterized by values that increase linearly with distance from the center until peaking and then slowly decaying. For $C5-E$, the peak value is about 0.35 ms^{-1} , while it nearly reaches 0.60 ms^{-1} for $C1-F$. The linear part corresponds to the solid-body rotation core of the eddy. Otherwise, both eddies appear quite asymmetric and stretched. Hence it is difficult to define with precision an eddy radius. Nonetheless, it appears clearly that the part in solid body rotation has a diameter smaller than the one estimated above, following *Dickey et al.* (2008).

2.6 Discussion

A series of numerical simulations on the Hawaiian region has been done in order to examine the relative importance of wind and topographic forcing on the general circulation and the generation of the eddies. Depending on the runs, the general pattern of

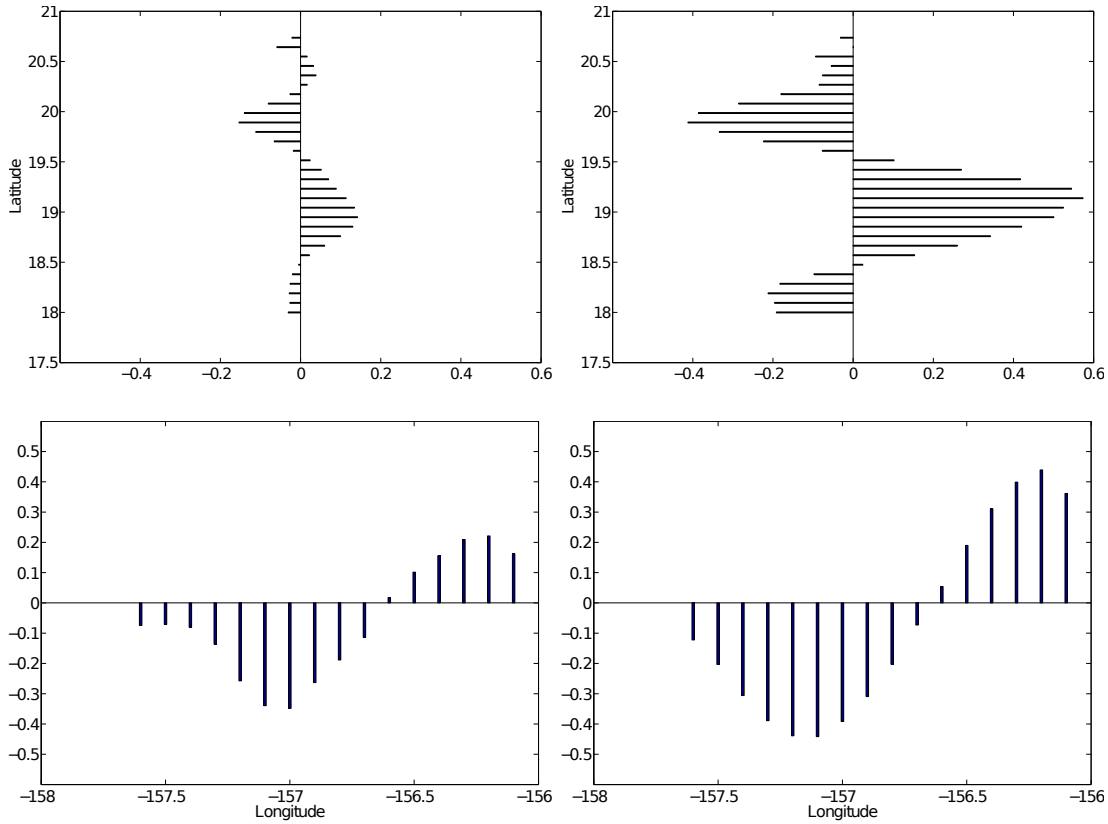


FIGURE 2.12 – East-west horizontal velocity [m s^{-1}] component at 40-m depth vector across a north-south transect (top) and north-south horizontal velocity component across a east-west transect (bottom) of the eddy *C5-E* (Run-E, April 13, left) and of the eddy *C1-F* (Run-F, March 28, right).

the regional oceanic circulation by *Lumpkin* (1998) is more or less respected. The ocean circulations generated by the model forced by the topographic forcing with the inflow currents and no wind (Run-A, Run-B) do not match with this regional circulation. Moreover, these circulations are not realistic because the intensity of the eddies is too low ($0.23 - 0.24 \text{ ms}^{-1}$). Both simulations show the importance of inflow current and topographic forcing on oceanic eddy shedding. When the model is forced only by QuickSCAT wind data (Run-C), two stationary eddies and a periodical one develop in the island wake, responding to the vorticity injected by the wind stress curl. The fact that the cyclone

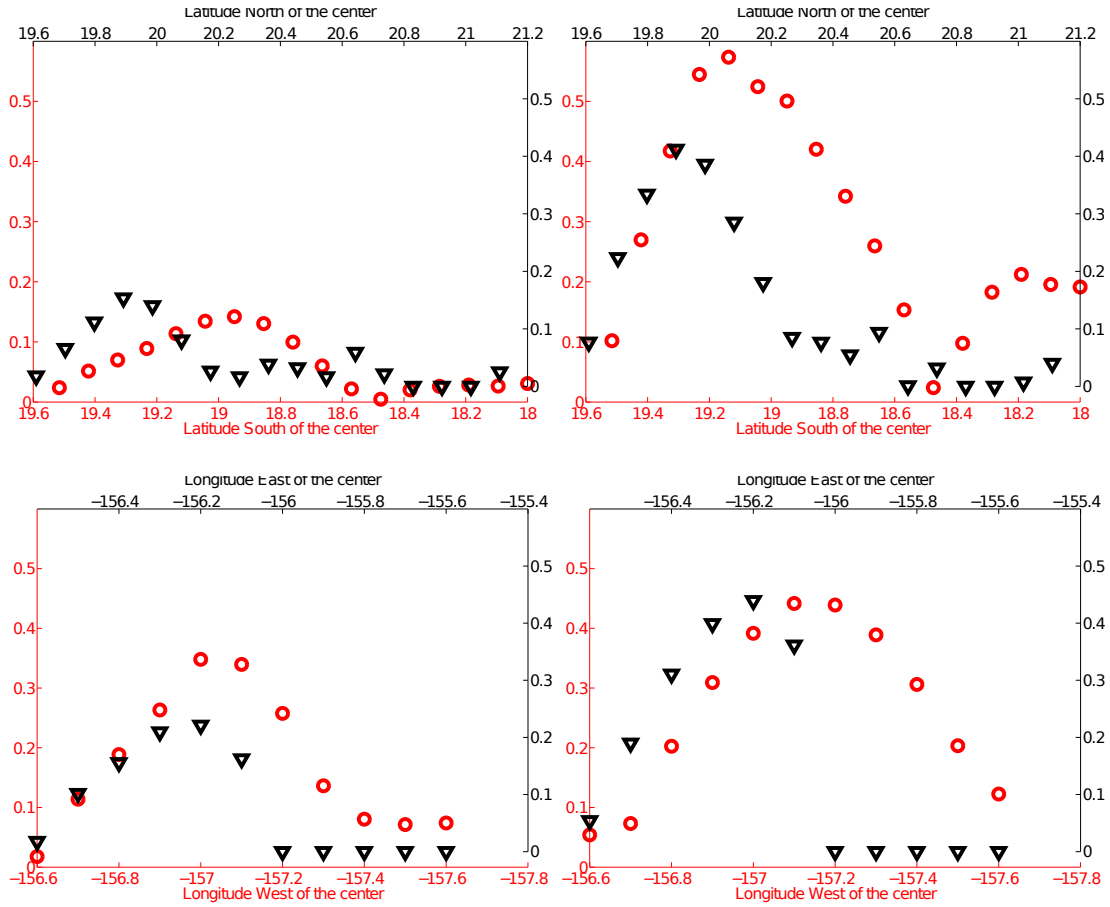


FIGURE 2.13 – Distribution of zonal (top) and meridional (bottom) components of the 40-m depth horizontal velocity [m s^{-1}] with respect to the center of the eddy *C5-E* (Run-E, April 13, left) and of the eddy *C1-F* (Run-F, March 28, right).

is stationary could be due to topographic β -effect (*Cushman-Roisin et Beckers, 2011*). Hence in our case, the cyclone will tend to move toward the north-east against the islands of Maui and the Big Island. As for the anticyclonic eddy, its position inside the domain so close to the boundary prevents us to be confident about its behavior. Nevertheless comparing Run-C with Run-D and Run-F (Table 2.1) the absence of inflow as boundary condition, and hence the absence of NEC, seems to be the reason preventing the westward drift of the anticyclonic eddy. The ocean circulation generated by the model forced by QuickSCAT, but without drag coefficient (Run-D), complies with the circulation of

Lumpkin (1998) but with larger eddies than the realistic ones. It implies that the effect of a drag coefficient leads to the compactness of the structures. Nevertheless, in July and August, several intense eddies have been generated in Run-D. During this period, wind forcing is the strongest of the year and acts as a trigger mechanism even when the drag coefficient is set to zero. The ocean circulations generated by the model forced by COADS (Run-E) and QuickSCAT data (Run-F) agree with the known circulation. The annually averaged large-scale circulation is roughly composed of cyclonic eddies to the north and anticyclonic eddies to the south, separated by the HLCC. This is due to the fact that wind, inflow current and topographic forcings act together leading to the same effect. Indeed these three forcings have a cumulative effect while each forcing, taken independently, is not able to create the known circulation. This fact is in agreement with the experiments of *Jiménez et al.* (2008) applied to the case of eddies shed by the island of Gran Canaria. Nevertheless the study of mesoscale structures in Run-F, based on snapshots (3-days averaged), reveals the splitting of the lee of the Hawaiian Island into four zonal areas from south to north characterized by the alternating presence of anticyclonic and cyclonic eddies. This is not revealed in the regional circulation observed by *Lumpkin* (1998). The resolution of the dataset considered by *Lumpkin* (1998) may not be sufficient to reproduce the details of these circulation features. Moreover, in our case, we observe that the generation of cyclonic eddies at the northwestern tip of the Big Island is rare (Run-F). Hence we agree with *Yoshida et al.* (2010) affirming that both positive and negative SSH eddy signals are generated southwest of the Big Island. Nevertheless Karman vortex street stays a viable eddy generation mechanism for the lee of the Hawaiian archipelago.

Significant differences appear between Run-E and Run-F and have to be noted. A higher temporal variability of the kinetic energy appears clearly in Run-F with respect to Run-E. Since both simulations seem to satisfy the ergodic hypothesis, we think that this temporal variability is induced by the higher spatial variability of the QuickSCAT wind forcing. Indeed, the similarity between EKE and TKE, in both Run-E and Run-F, indicates that most of the wind forcing momentum feeds mesoscale phenomena and that

the high values of TKE in the lee of the islands are locally generated. In agreement with *Calil et al. (2008)*, our model results show that having good spatial resolution for the surface momentum forcing is vital to produce realistic levels of kinetic energy and vorticity in the ocean circulation. With respect to the $\frac{1}{4}^\circ$ QuickSCAT climatology, the $\frac{1}{2}^\circ$ COADS one does not produce the wind acceleration through the Alenuihaha Channel and other passages between islands.

In the same area, period and conditions of the E- Flux III field campaigns (i.e. in March and April, downwind of the Alenuihaha Channel and during strong, persistent northeasterly trade winds), our model generates cyclonic eddies in all the simulations. Concerning in situ data, the eddy *Opal*, an intense feature, was likely in a well-developed segment of its lifetime when it was measured with a diameter of 180-200 km and a maximum velocity of around 0.6 ms^{-1} at a radial distance of roughly 20-30 km. It also exhibited a vertical isothermal uplift with some isopycnals apparently outcropping to the surface (*Dickey et al., 2008*). We then compare the modeled cyclonic cold-core eddies with respect to the observations of the eddy *Opal*. For Run-A and Run-B, both cyclones show an outcropping of the isopycne $\sigma_{t_{23.6}}$ to the surface. But the uplift of the isotherms is more pronounced in Run-A than in Run-B. This fact can be explained by a homogenization when the current is more intense. For Run-C, the wind stress curl causes the development of cyclonic eddies by forcing strong Ekman pumping, which leads to water upwelling. The isothermal and isopycnal uplift is the strongest of the six simulations. Because of the Ekman pumping, it is possible that the wind forcing has a greater impact upon the strength of the upwelling in the immediate lee region, as suggested by *Yoshida et al. (2010)*. We have concentrated on the two cyclonic eddies of Run-E and Run-F because they correspond to the most realistic simulations. The model reproduces well the intense doming of isothermal and isopycnal associated with the cyclonic structures. *Calil et al. (2008)* said that the model forced by COADS climatology did not produce significant isolated mesoscale cyclonic eddies. In our model, Run-E cyclones are produced but appear smaller in diameter and less energetic than Run-F ones and *Opal*. Moreover the maximum velocity in Run-F cyclones are higher than the Run-E one and closer in amplitude to the maximum velocities

measured in *Opal* (*Nencioli et al.*, 2008). The behavior of the simulated cyclonic eddy is similar to that observed, but the southward drift of *Opal* is well reproduced only by *C1-F*.

2.7 Conclusions

The Hawaiian archipelago has a strong influence on both the atmospheric and the oceanic circulations. In this study, we performed several experiments to study the relative importance of topographic and wind forcing on oceanic eddy shedding by the Hawaiian archipelago. We have compared the oceanic circulation around Hawaii and have obtained significant differences between the simulations using different forcings. This study demonstrates the need for the presence of the three forcings (wind, inflow current and topography) to reproduce the oceanic circulation. These forcings have a cumulative effect on the generation of mesoscale eddies and lead to a complex oceanic circulation pattern. While each forcing, taken independently, is not able to create the known circulation. The wind stress curl, via the Ekman pumping mechanism, has also been identified as an important mechanism upon the strength of the upwelling in the immediate lee region. In order to well reproduce the oceanic circulation in the area, it is necessary to have, not only a high spatial resolution for the circulation model, but also a wind stress forcing data that reproduces the complexity of the atmospheric flow between the islands. In agreement with previous numerical studies, our results suggest that a higher spatial resolution allows to reproduce more realistic circulation. In particular, the simulation forced by QuikSCAT wind data (Run-F) reproduces well the energetic mesoscale structures observed during the E-Flux field experiments (*Dickey et al.*, 2008), including their hydrological characteristics and behavior. This setup will allow future studies that are needed to better understand the role of temporal variability on the behavior of mesoscale eddies and the role of these structures in the distribution of biogeochemical properties.

2.8 Acknowledgements

M. Kersalé thanks the "Service Informatique du COM (SIC)" for their assistance in the students' computer facility. The authors want to thank Prof. I. Dekeyser and F. Nencioli for precious comments and useful discussions. The authors also thank the numerous anonymous reviewers for their constructive remarks and suggestions. This work is in the framework of the LATEX project (<http://www.com.univ-mrs.fr/LOPB/LATEX>), founded by CNRS LEFE/IDAO-CYBER and Région PACA.

2.9 Compléments

Lors de cette étude, j'ai eu la possibilité de prendre en main le modèle ROMS et d'implémenter différentes configurations de la circulation autour de l'archipel hawaïen. Lorsque nous avons commencé cette étude, la recherche bibliographique nous a montré que l'influence du forçage du vent autour de l'archipel avait déjà été analysée (*Calil et al., 2008; Dong et al., 2009b*). Néanmoins, l'influence du vent, du forçage topographique et du courant pris indépendamment n'avaient pas été investis. Basé sur des expériences similaires à celles effectuées par *Dong et McWilliams (2007)* dans la baie sud de Californie ("Southern California Bight"), nous avons examiné l'importance relative de ces forçages autour de l'archipel hawaïen. La performance du modèle ROMS et le contrôle des différents paramètres forçant le modèle ont permis de mener à bien cette étude.

La première étape de la mise en place de cette configuration a été de discrétiser le système d'équations et les conditions aux limites en coordonnées curvilignes orthogonales sur l'horizontale (*Shchepetkin et McWilliams, 1998*) et, en coordonnées sigma, sur la verticale. La transformation des coordonnées verticales en coordonnées sigma suivant la topographie crée un problème important. En effet, des courants erronés le long de la topographie peuvent se développer. Ces courants sont dus à l'erreur de troncature lors du calcul du gradient de pression près des fortes pentes. Malgré les progrès acquis ces dernières années notamment avec les travaux de *Shchepetkin et McWilliams (2003)*,

limitant les erreurs associées au calcul du gradient de pression, la bathymétrie nécessite toujours d'être lissée. Un critère de lissage classique de 0.25 a été utilisé dans notre étude, cependant dans certaines zones avec une topographie abrupte ce critère peut être limité à 0.2 (*Couvelard et al., 2012*).

La deuxième étape a été de mettre en place différentes procédures dans la prise en compte des forçages afin d'isoler ces forçages et d'étudier leurs impacts dans les six configurations exposées. Concernant les Run-A et Run-B, le forçage du vent a été considéré comme nul. Aux niveaux des quatre frontières ouvertes, l'équilibre géostrophique a été utilisé afin de calculer les courants horizontaux (barotropes et baroclines) forçant le modèle. Ce calcul a été effectué à partir des données hydrologiques de la climatologie Levitus. Comme l'énergie du courant moyen provient de cette climatologie, et peut être plus faible qu'en réalité, un facteur de 2 a été appliqué aux vitesses afin d'augmenter le forçage aux frontières dans le Run-B. Dans cette simulation, nous avons observé un déplacement des isothermes vers la surface moins prononcé pour les tourbillons du Run-B comparé à ceux du Run-A. Ceci a été expliqué par une homogénéisation des courants lorsque le forçage aux frontières est plus intense. En effet, lorsque nous avons augmenté l'intensité du courant aux frontières dans le Run-B, les différentes structures de cette simulation sont devenues baroclines. Pour illustrer ce fait, nous avons représenté sur la Fig. 2.14 un profil vertical de la composante nord-sud de la vitesse horizontale (à gauche) et la composante est-ouest de la vitesse horizontale (à droite) pour le tourbillon cyclonique C3-B. Sur cette figure, nous ne pouvons pas observer une variation des vitesses avec la profondeur. Ceci confirme la nature barotrope de la structure.

Pour le Run-C, le forçage du vent a été ajouté en prenant en compte la base de données de vent QuikSCAT. Cette simulation a été effectuée en initialisant et maintenant des courants nuls comme forçage aux frontières. Les résultats du Run-C ont mis en évidence la présence de tourbillons stationnaires tout au long de l'année. L'absence de courants aux frontières, et donc l'absence du NEC, a limité la dérive des tourbillons anticyclonique et cyclonique vers l'ouest dans cette simulation. En ce qui concerne les tourbillons cycloniques, la stationnarité a pu également être expliquée par un effet topographique

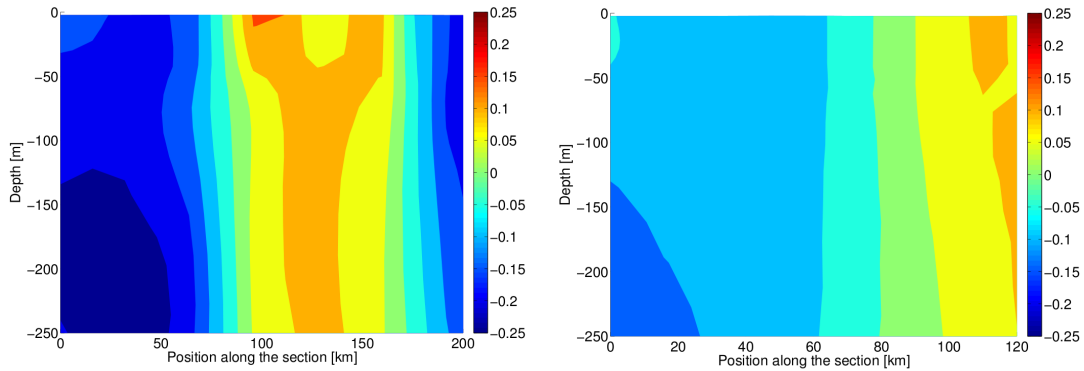


FIGURE 2.14 – Profils verticaux de la composante nord-sud de la vitesse horizontale (à gauche) et de la composante est-ouest de la vitesse horizontale (à droite) pour le tourbillon cyclonique C3-B du Run-B.

(*Cushman-Roisin et Beckers, 2011*). Cet effet est schématisé sur la Fig. 2.15. Plus on s'éloigne des îles plus la profondeur (H) augmente. En se basant sur la loi de conservation de la vorticité potentielle, l'augmentation de la profondeur entraîne une augmentation de la vorticité (ξ). Ainsi des structures transitoires peuvent se former à proximité de la structure et ont tendance à limiter la propagation de celle-ci. Dans notre cas, le cyclone aura tendance à se déplacer vers le nord-est contre les îles de Maui et Big Island.

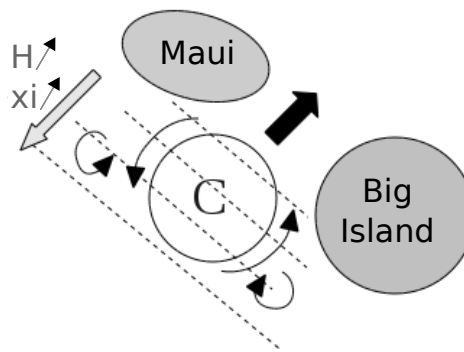


FIGURE 2.15 – Schéma explicatif de la stationnarité du tourbillon cyclonique dans le Run-C due à l'effet topographique. Les lignes en pointillées représentent schématiquement les isobathes et les zones grisées les îles de Maui et la Big Island.

Pour le Run-D, les îles et le fond n'auront pas d'effet de frottement sur l'écoulement. Généralement, l'écoulement d'un fluide visqueux à proximité d'un obstacle produit une couche limite caractérisée par un gradient de vitesse perpendiculaire à la paroi. Un terme de frottement, tangentiel à la paroi, dû à la viscosité du fluide est alors considéré. Dans cette simulation nous avons imposé un coefficient de frottement nul. L'écoulement est alors gouverné uniquement par un équilibre entre gradient de pression et termes inertiels. Dans le cas du Run-E et du Run-F, ce coefficient a été défini grâce à la formulation quadratique de Von Kármán. Dans cette formulation, la tension de cisaillement sur le fond dépend de manière quadratique de la vitesse horizontale près de cette frontière. Le coefficient de frottement a été exprimé en fonction de la longueur de rugosité et de la constante de Von Kármán (κ). Ces relations sont obtenues en faisant l'hypothèse que le courant suit un profil logarithmique dans la couche limite de fond. Dans ces deux simulations, la différence réside dans la prise en compte de différents forçages du vent (climatologie COADS ou QuikSCAT).

À la suite de ces expériences, les différentes caractéristiques des cyclones de ces six simulations ont permis d'identifier deux simulations les plus représentatives des caractéristiques du cyclone *Opal* observé en mer. Les tourbillons cycloniques des Run-A et Run-B, pas assez énergétiques, n'ont pas été retenus. Les tourbillons des Run-C et Run-D ont été considérés comme trop grands comparés aux caractéristiques du tourbillon *Opal*. Enfin, les tourbillons des Run-E et Run-F ont les caractéristiques (diamètre, vitesses et profondeur d'impact) les plus proches du tourbillon échantillonné pendant la campagne E-FLUXIII. C'est pour cette raison que les analyses des tourbillons issus de ces simulations ont été développées.

La comparaison de l'énergie cinétique de ces deux simulations a montré que le tourbillon du Run-F est plus énergétique que celui du Run-E. Afin d'analyser la condition d'ergodicité, nous avons calculé l'énergie cinétique totale (TKE) à 10 m de profondeur le 13 Avril pour le Run-E et le 28 Mars pour le Run-F. L'énergie cinétique turbulente (EKE) est calculée de deux manières différentes, l'une surfacique ($\text{TKE} - \langle \text{TKE} \rangle = \text{EKE}_{surf}$) et l'autre temporelle ($\text{TKE} - \overline{\text{TKE}} = \text{EKE}_{temp}$) (voir équations détaillées dans la section 2.5.6).

La moyenne surfacique a été faite à 10 m de profondeur le 13 Avril pour le Run-E et le 28 Mars pour le Run-F. La moyenne temporelle a été faite sur une période de 30 jours pour le mois d'Avril pour le Run-E et Mars pour le Run-F également à 10 m de profondeur. Pour le Run-E, les valeurs les plus élevées de TKE se distinguent loin des îles, dans les méandres du Hawaiian Lee Counter Current (HLCC) (Fig. 2.16a). Ce courant énergétique a été récemment étudié par *Lumpkin et Flament (2013)* montrant que une intensification du courant aux alentours de 19.75°N et entre $170 - 157^{\circ}\text{O}$, avec des pics atteignant une vitesse moyenne supérieure à 9 cm s^{-1} . Ils ont également mis en évidence un affaiblissement de ce courant de mars à mai, période correspondante à notre étude. Pour le Run-F, au contraire, les valeurs les plus élevées de TKE sont concentrées dans les tourbillons près des îles (Fig. 2.16b). Dans les deux cas EKE_{surf} (Fig. 2.16d) et EKE_{time} (Fig. 2.16f) ont des tendances similaires. Grâce à ces analyses, nous avons pu montrer que ces deux simulations semblent satisfaire l'hypothèse d'ergodicité, et que la variabilité temporelle est induite par la variabilité spatiale élevée du vent issu du forçage QuickSCAT.

Enfin, nous avons montré que la simulation forcée par les données de vent QuickSCAT est la meilleure configuration. Cette conclusion confirme la validité de ce forçage, déjà mise en évidence dans l'étude de *Sasaki et Nonaka (2006)* grâce à une prise en compte de la rétroaction du courant sur le champ de vent. Dans cette étude, ils ont réalisé deux simulations numériques avec deux forçages de vent différents (Re-analyse NCEP et climatologie QuickSCAT). Seule la simulation, forcée avec la climatologie QuickSCAT, montre une similarité entre le positionnement géographique des anomalies de température de surface de l'eau et du champ rotationnel du vent soulignant cette rétroaction.

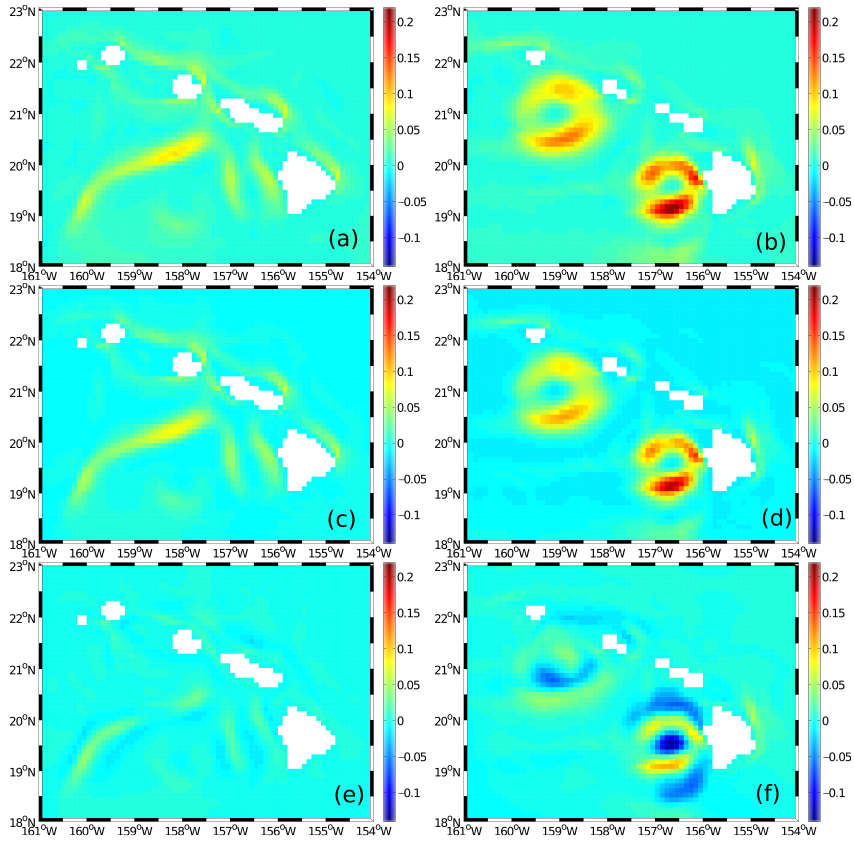


FIGURE 2.16 – Énergie cinétique totale (TKE - haut), énergie cinétique tourbillonnaire surfacique (EKE_{surf} - centre) et l'énergie cinétique tourbillonnaire temporelle (EKE_{time} - bas) à 10 mètres de profondeur pour le Run-E (gauche) et le Run-F (droite). TKE et EKE_{surf} ont été calculés le 13 avril pour le Run-E et le 28 mars pour le Run-F.

Études des caractéristiques physiques et de la dynamique d'un tourbillon côtier à partir de données in situ et de modélisation numérique

Sommaire

3.1	Avant-propos	56
3.2	Abstract	58
3.3	Introduction	58
3.4	Methods	62
3.4.1	Data	62
3.4.2	Ocean model	65
3.5	Results	67
3.5.1	<i>In situ</i> experiment	67
3.5.2	Modeling results	71
3.6	Discussion and Concluding remarks	77
3.7	Acknowledgments	79
3.8	Compléments	80

3.1 Avant-propos

Dans le chapitre précédent, l'importance des différents forçages du vent, de la topographie et du courant sur la génération de tourbillons de méso-échelle a été démontrée. Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser aux tourbillons dans le Golfe du Lion (GdL), zone côtière fortement influencée par ces différents forçages. Cette étude est ciblée sur la dynamique d'un tourbillon côtier anticyclonique présent en été 2009 dans la partie ouest du GdL. Cette structure, bien que plus petite que les tourbillons hawaïens, est aussi une structure de méso-échelle compte tenu des caractéristiques du milieu côtier. Cette analyse s'appuie sur une utilisation sélective et combinée d'observations satellites et d'observations *in situ* recueillies au cours de la campagne Latex09 (24-28 août 2009). Les objectifs principaux de cette étude sont d'exploiter les données de la campagne Latex09, de les confronter avec les résultats de simulations numériques afin d'approfondir notre connaissance sur le processus de génération de ce tourbillon et sa dynamique.

Au cours de cette campagne, différents types de mesures ont été réalisés : des mesures courantologiques à l'aide de l'ADCP (Acoustic Doppler Current Profiler) de coque du navire et des mesures hydrologiques à l'aide d'un thermosalinomètre positionné sur le système de pompage d'eau de surface. Des profils verticaux des variables hydrologiques ont également été effectués à l'aide d'une CTD (Conductivity Temperature Depth). Ces mesures, combinées avec des images satellitales de la température de surface et des trajectoires de bouées Lagrangiennes, mettent en évidence la présence de ce tourbillon anticyclonique. À partir de ces données, le centre, le diamètre et l'extension verticale de la structure ont été définis.

Un modèle hydrodynamique 3D à haute résolution (1 km), le modèle SYMPHONIE, a ensuite été utilisé afin de reproduire la circulation dans le GdL durant l'année 2009. Les analyses des sorties numériques ont montré que ce modèle était capable de reproduire le tourbillon échantillonné pendant la campagne, en particulier sa taille et sa position. Ces caractéristiques ont été obtenues en utilisant une technique d'analyse en ondelettes sur les champs de vortacité relative. Cette méthode nous a permis de faire une comparai-

son quantitative entre les caractéristiques du tourbillon numérique et celles du tourbillon échantillonné en mer.

L'analyse du modèle nous a également permis d'identifier un nouveau processus de génération des tourbillons à l'ouest du GdL. Ce processus est lié à la séparation en deux structures tourbillonnaires d'une "grande" circulation anticyclonique (latitude : 41°50' - 43°N ; longitude : 3°10' - 4°10'E) sous les contraintes bathymétrique de la côte et dynamique d'un méandre du Courant Nord. Une dizaine de jours après la génération de ce tourbillon, sa collision avec le Cap Creus amène à la formation d'une structure transitoire de submésos-échelle. Cette structure a été observée *in situ* à partir de l'analyse des trajectoires de bouées dérivantes et sa formation a été expliquée par le modèle. Son impact sur le milieu environnant, en particulier le transport associé à sa propagation, a ensuite été quantifié.

Les données issues du modèle et des mesures *in situ*, traitées en parallèle, permettent de caractériser précisément ces structures de (sub)mésos-échelle. Cette étude montre clairement l'importance de ces structures, à la fois le tourbillon de méso-échelle et la structure transitoire de submésos-échelle, sur la régulation des échanges dans cette région.

Ce travail fait l'objet d'un article publié dans "Journal of Geophysical Research" et présenté dans la partie 3.2.

Physical characteristics and dynamics of the coastal Latex09 Eddy derived from in situ and numerical modeling

M. Kersalé¹, A. A. Petrenko¹, A. M. Doglioli¹, I. Dekeyser¹ and F. Nencioli¹

Received 25 May 2012; revised 8 November 2012; accepted 9 November 2012; published 31 January 2013

JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH: OCEANS, VOL. 118, 399-409, doi:10.1029/2012JCOO8229, 2013

3.2 Abstract

We investigate the dynamics of a coastal anticyclonic eddy in the western part of the Gulf of Lion (GoL) in the northwestern Mediterranean Sea during the Latex campaign in the summer 2009 (Latex09). The sampling strategy combines SST satellite imagery, hull-mounted ADCP data, CTD casts and drifter trajectories. Our measurements reveal an anticyclonic eddy (*Latex09 eddy*) with a diameter of ~ 23 km and maximum depth of 31 m, centered at $3^{\circ}34'E - 42^{\circ}33'N$. We use a high resolution, 3-dimensional, primitive equation numerical model to investigate its generation process and evolution. The model is able to reproduce the observed eddy, in particular its size and position. The model results suggest that the *Latex09 eddy* is induced by a large anticyclonic circulation in the northwestern part of the GoL, pushed and squeezed toward the coast by a meander of the Northern Current. This represents a new generation mechanism that has not been reported before. The post generation dynamics of the eddy is also captured by the model. The collision of the *Latex09 eddy* with Cape Creus results in a transient structure, which is depicted by the trajectories of two Lagrangian drifters during Latex09. The transient structure and its advection lead to a transfer of mass and vorticity from the GoL to the Catalan shelf, indicating the importance of mesoscale structures in modulating such exchanges in the region.

Keywords : Coastal eddies, *in situ* measurements, numerical modeling, mesoscale, Gulf of Lion.

3.3 Introduction

Continental shelf processes are often affected by large eddies approaching the continental slope from the deep ocean. In several open-ocean studies these energetic features of the ocean circulation have been observed and described during their propagation onto the continental shelf (*Lewis et Kirwan Jr.*, 1985; *Kirwan Jr. et al.*, 1988; *Vukovich et Waddel*, 1991; *Vidal et al.*, 1992; *Richardson et al.*, 1994; *Fratantoni et al.*, 1995; *Hamil-*

ton *et al.*, 1999). Studies that focus specifically on coastal eddies (the ones generated on the continental shelf) are much scarcer.

Mitchelson-Jacob et Sundby (2001) have observed coastal eddies through the analysis of satellite images on the continental shelf of Norway. They found that the size of these eddies depends on the width of the fjord, with a diameter between 20 km to 60 km. An anticyclonic eddy was sampled during a field campaign and followed by numerous drifters (*Mitchelson-Jacob et Sundby*, 2001; *Saetre*, 1999). This anticyclonic eddy appeared to be a quasi-stationary feature (*Eide*, 1979), reaching 140 m depth. The wind direction, the depth of the near-surface layer and the presence of stratification have been identified as strong factors influencing the characteristics of these eddies. The strong currents in this region have been linked directly to the formation of these eddies.

Mesoscale anticyclonic eddies have been also investigated inside the Gulf of Alaska. These eddies are named according to the location of their generation : *Sitka Eddies* (*Tabata*, 1982), *Haida Eddies* (*Crawford et Whitney*, 1999) and *Yakutat Eddies* (*Ladd et al.*, 2005). They are baroclinic structures with a diameter of 150-300 km. These eddies generally form in winter and detach from the continental margin in late winter and spring. *Haida Eddies* usually form in the outflow of coastal waters (*Crawford*, 2002; *Di Lorenzo et al.*, 2005). *Sitka* and *Yakutat Eddies* are believed to form in flow instabilities along the continental slope (*Melson et al.*, 1999).

Coastal cyclonic eddies have been also investigated further south along the British Columbia shelf. The presence of a quasi-stationary eddy, the *Juan de Fuca Eddy*, on the southern Vancouver Island shelf has been described in several studies (*Tully*, 1942; *Freeland et Denman*, 1982; *Denman et Freeland*, 1985; *Freeland et McIntosh*, 1989; *MacFadyen et al.*, 2008). This eddy is a topographically confined eddy which develops off Cape Flattery in spring with a diameter of 80 km below 100 m depth. Current separation from capes has been proposed as an explanation for eddy formation in many coastal flows behind capes or headlands (*Signell et Geyer*, 1991; *Doglioli et al.*, 2004; *Magaldi et al.*, 2010). However, in the case of the buoyant flow around Cape Flattery, the Coriolis force does not tend to maintain the current close to the coast (*MacFadyen et Hickey*, 2010).

In fact, the eddy generation has been linked to two upwelling processes occurring in the area with the important contribution of tidal forcing in the initial eddy generation process (*Foreman et al., 2008; MacFadyen et Hickey, 2010*).

In general, the dynamics and the role of mesoscale coastal eddies are very complex and different from one region to another. These eddies can translate away from their generation region with the mean flow (*Crawford et al., 2007; Mitchelson-Jacob et Sundby, 2001*) or they can be quasi-stationary and linked to the topography (*Eide, 1979; Freeland et Denman, 1982*). Other studies highlight the role of mesoscale eddies on coastal upwelling processes in idealized ecosystems (*Lathuilière et al., 2010*) or in the Ligurian Sea (*Casella et al., 2011*). In either case, they have profound impacts on local mechanisms of water transport, vertical mixing and circulation processes. They are often biologically rich regions because they can transport nutrient-rich coastal water off the coast to the open ocean.

The Gulf of Lion (GoL) is particularly relevant for the study of coastal mesoscale structures. The GoL is located in the northwestern Mediterranean Sea and is characterized by a large continental margin (Figure 3.1). Its hydrodynamics is complex and highly variable (*Millot, 1990*). The circulation is strongly influenced by the Northern Current (NC), which constitutes an effective dynamical barrier blocking coastal waters on the continental shelf (*Albérola et al., 1995; Sammari et al., 1995; Petrenko, 2003*). Exchanges between the GoL and offshore waters are mainly induced by processes associated with the NC (*Conan et Millot, 1995; Flexas et al., 2002; Petrenko et al., 2005*).

In the eastern part of the GoL, south of Marseilles, *Allou et al. (2010)* have observed the presence of anticyclonic eddies between the NC and the coast using current meter data and surface currents measured by High Frequency (HF) radars. The eddies are of diameters 12 to 28 km and they are coherent down to a depth of 140 m. Baroclinic instability of the NC is a possible generation mechanism (*Flexas et al., 2002*). *Schaeffer et al. (2011)* have also observed anticyclonic eddies, with a diameter of 20-40 km, in the eastern part of the GoL with HF radars and numerical simulations. They have shown that their generation mechanism is related to the local wind conditions. After their generation,

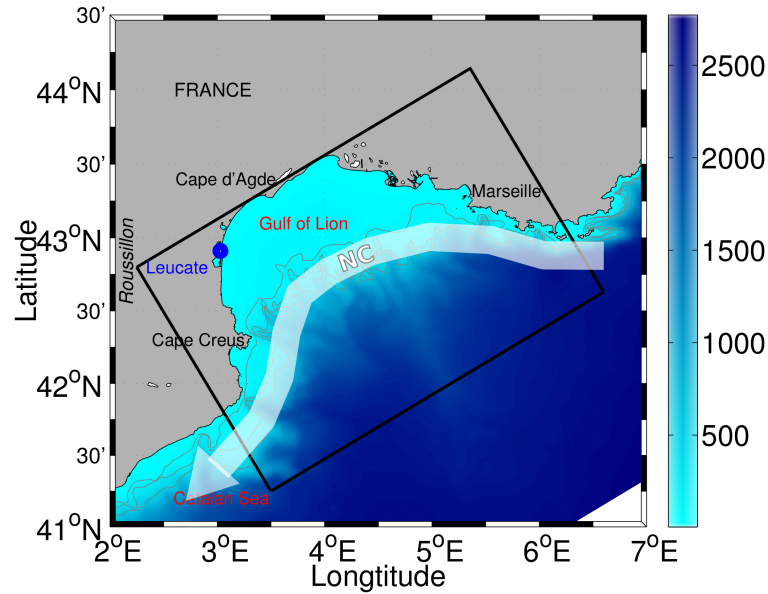


FIGURE 3.1 – Model domain. The rectangle represents the model domain of $1 \text{ km} \times 1 \text{ km}$ resolution. Shaded color represents the bathymetry [m]. Isobaths at 100, 200 and 500 m are plotted with thin lines. The white arrow shows the mean position of the Northern Current (NC).

some of the eddies are advected by the NC towards the western part of the shelf.

The instability of the NC and its role on the advection of eddies has been also proposed to explain the presence of anticyclonic eddies on the Catalan continental shelf (*Rubio et al.*, 2005). However *Rubio et al.* (2009a) rejected their previous hypothesis and suggested that the process of flow separation due to a topographic barrier generates these eddies. A possible mechanism for the generation of the Catalan eddies is described by *Garreau et al.* (2011) in terms of release of potential energy from other eddies located in the GoL.

Through ADCP measurements and numerical simulations *Estournel et al.* (2003) showed a large anticyclonic circulation located in the northwestern part of the GoL. In this part of the GoL, a mesoscale anticyclonic circulation was first described by *Millot* (1979, 1982). *Hu et al.* (2009, 2011a) showed the presence of a mesoscale eddy by a combined use of data from satellite observations, *in situ* measurements and numerical modeling.

The eddies were baroclinic structures extending throughout the mixed layer (30 to 50 m), often elliptical in shape and about 20-30 km in diameter (elliptical diameter is defined as the mean of the minor and major axes). The generation process of the eddies mentioned by *Hu et al.* (2009, 2011a) required two conditions : a persistent and strong northwest wind and a strong stratification (*Hu et al.*, 2011b).

The LAgrangian Transport EXperiment (LATEX) project (2008-2011) is designed to study the mechanisms of formation of anticyclonic eddies and their influence on cross-shelf exchanges in the western part of the GoL. The dynamics of mesoscale eddies is particularly important in this part of the GoL since it represents a key region for regulating the outflow from the continental shelf (*Hu et al.*, 2011a; *Nencioli et al.*, 2011).

The aim of the present study is to analyze the dynamical characteristics and generation processes of such eddies during the summer of 2009. The methods used are described in Section 3.4. Results based on a combination of satellite and *in situ* oceanographic data, as well as numerical results are presented in Section 3.5. The general characteristics of the observed eddies, their possible generation mechanisms and their behaviors are discussed in Section 3.6.

3.4 Methods

The LATEX strategy was based on a combined use of Eulerian and Lagrangian *in situ* measurements, satellite data and numerical modeling. The Latex09 campaign, conducted from August 24 to 28, 2009 on board the R/V Téthys II, was the second field experiment of the LATEX project.

3.4.1 Data

Identifying the center of an eddy is one of the greatest challenges in the eddy community. To characterize the observed eddy, this field campaign took advantage of various observational data.

The data collected during Latex09 came from satellite, ship-based and drifter observations. Satellite data include SeaWiFs chlorophyll concentration [mg m^{-3}] from the NASA's Goddard Space Flight Center (GSFC) and Sea Surface brilliance Temperature provided by Météo-France (referred to as SST_b). During the campaign, the data were sent to the R/V Téthys II to help tracking the mesoscale features in near real-time.

A VMBB-150 kHz ship-based Acoustic Doppler Current Profiler (ADCP) was used to measure current velocities (Figure 3.2). Following *Petrenko et al. (2005)*, the instrument was configured for recording 1 minute ensemble averages, providing horizontal currents with a vertical resolution of 4 m from 11 to 247 m of depth. The software for ADCP raw data treatment is provided by the French Institut National des Sciences de l'Univers (INSU - CNRS) technical division. At each depth, the ADCP horizontal currents can be analyzed in near real-time during the entire campaign using the method described by *Nencioli et al. (2008)*. A searching grid of 30×30 points corresponding to a 30×30 km square area was imposed within each transect. Each grid point was tested as a possible location, at that depth, for the center of the eddy. For each grid point, the components of the ADCP velocities from a transect were decomposed into radial and tangential components with respect to the reference frame centered at each point. The center, hereafter referred to as single-depth transect center, was estimated as the grid point for which the mean tangential velocity computed from the nearest ADCP records (black vectors - Figure 3.2) was maximum.

In the present paper, the analysis focuses on Transect 1 and three other transects that cross its center (Figure 3.2). Transect 2 is orthogonal to the coast (Figure 3.2b), Transect 3 is orthogonal to the continental slope (Figure 3.2c) and Transect 4 follows it (Figure 3.2d). The start and end times for each transect are reported in Table 3.1.

During the transect mapping, we also collected a total of 25 profiles at specific locations using a SeaBird SBE 19 CTD. We only show three of the CTD profiles, one inside the eddy (CTD_in, blue cross - Figure 3.5a), one at the edge (CTD_edge, red cross) and one outside the eddy (CTD_out, black cross), representing eddy inside, edge and outside conditions, respectively. Two satellite-tracked drifters, anchored at 15 m depth,

TABLE 3.1 – Start and end dates of the transects.

Transect	Start		End	
	Day	Hour (GMT)	Day	Hour (GMT)
1	Aug. 25	01h38	Aug. 25	04h48
2	Aug. 25	18h27	Aug. 25	23h39
3	Aug. 26	21h24	Aug. 27	01h16
4	Aug. 27	21h31	Aug. 28	03h54

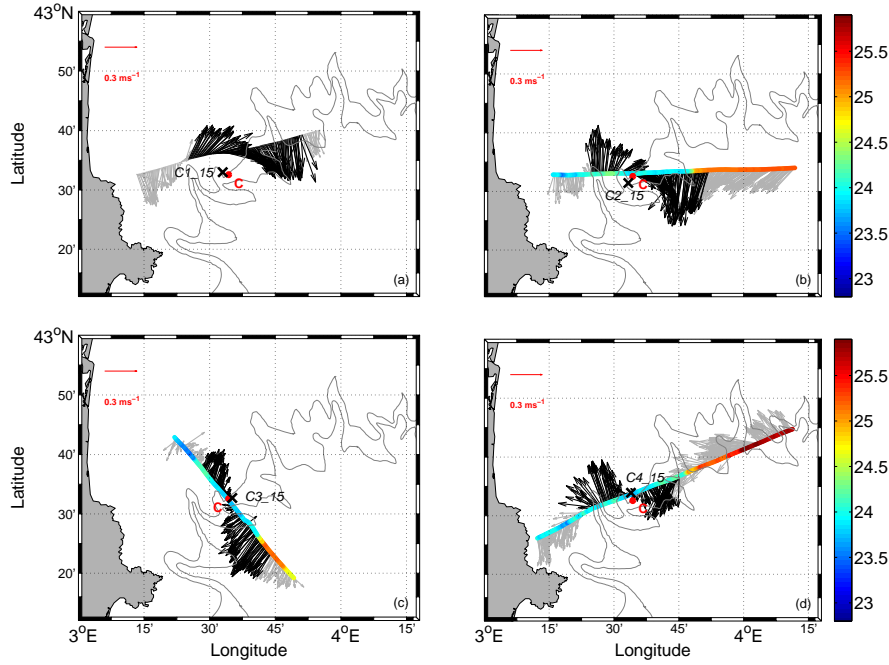


FIGURE 3.2 – ADCP current vectors at 15m depth for Transect 1 (a), Transect 2 (b), Transect 3 (c) and Transect 4 (d). The colors on the transect represent the surface temperature data ($^{\circ}\text{C}$) acquired along the trajectory. For each transect, the single-depth transect center at 15 m depth (black cross) is defined as the point for which the mean tangential velocity computed from the velocity vectors in black is maximum. The red dot corresponds to the eddy center.

were deployed within the eddy to track the fluid motion. Drifter positions were provided by the Argos system in quasi-real time. In addition, sea surface temperature, salinity and fluorescence were measured continuously at the surface by the ship's thermosalinometer

SBE 21.

3.4.2 Ocean model

In addition to the *in situ* measurements, the eddy dynamics have been investigated using Symphonie, a 3-dimensional, primitive equation model, with a free sea surface, hybrid sigma coordinates, based on Boussinesq and hydrostatic approximations (*Marsaleix et al.*, 2006, 2008). We use the upwind-type advection-diffusion scheme adapted by *Hu et al.* (2009) to improve the ability of the model to reproduce coastal mesoscale eddies in the western part of the GoL. In the present study, the model is implemented over the whole GoL with an horizontal resolution of $1 \text{ km} \times 1 \text{ km}$ (Figure 3.1). The vertical discretization consists of 40-hybrid vertical levels. The vertical resolution varies from 1 m in the upper ocean to 40 m near the bottom.

This high resolution model is one-way nested to a coarse grid model ($3 \text{ km} \times 3 \text{ km}$) covering a larger domain. The initial and open boundary conditions for the larger domain are provided by the Mediterranean Forecasting System (MFS) general circulation model (*Pinardi*, 2003) with a resolution of $1/8^\circ$. The atmospheric forcing is obtained from the 3-hr outputs of the meteorological model Aladin of Météo-France with a spatial resolution of $0.1^\circ \times 0.1^\circ$. The daily fresh water fluxes from the major rivers are taken into account. The readers are referred to *Hu et al.* (2011b) for more details about the model settings.

This model was run from 2001 to 2008 and the results were analyzed by *Hu et al.* (2011b). In the present study it is run for 2009, with a restart from the previous simulation. The daily outputs of current velocity components, salinity, temperature and density are averaged over 24 hours of simulation, to filter out the diurnal cycle. We have verified that the 24-hours average is also effective in filtering out the inertial oscillations, of periodicity ~ 17.5 hours in the GoL. The remaining unfiltered inertial kinetic energy represents 1-5% of the total average kinetic energy.

In order to study the generation process with the same criteria used in the study of *Hu et al.* (2011a), we consider the wind as a strong and persistent northwesterly wind event

when its amplitude is larger than, or equal to, 8 m s^{-1} , and its direction is between 270° and 360° for at least 75% of the time during the last three days. In order to investigate the variation of stratification, the potential energy anomaly ϕ is chosen as the indicator of the stability of the water column (*Hu et al.*, 2011a; *Burchard et Burchard*, 2008; *De Boer et al.*, 2008). The value of ϕ decreases with the level of homogeneity through the water column. Values of ϕ reaching 20 J m^{-3} (100 J m^{-3}) indicate a weak (strong) stratification. An intermediate stratification is defined with a value ϕ around 60 J m^{-3} .

The utility program WATERS (*Doglioli et al.*, 2007) is used to objectively identify and follow the coherent eddy structures in our numerical simulations. This automatic detection of 3-dimensional eddy structures was first conducted with a high-resolution numerical model of the oceanic region around South Africa (*Doglioli et al.*, 2007). More recently, WATERS has been used by *Rubio et al.* (2009b) to investigate mesoscale activity in the Benguela upwelling system and by *Dencausse et al.* (2010) to study the routes of Agulhas rings. In the South Atlantic Ocean, *Souza et al.* (2011) also tested the performances of WATERS in comparison with other automatic identification algorithms for the quantification and characterization of mesoscale eddies. In coastal waters, *Hu et al.* (2009, 2011b) successfully used WATERS to identify anticyclonic eddies in the GoL. The method is based on wavelet analysis of horizontal slices of modeled relative vorticity to extract coherent structures, providing a set of grid points and a center associated to each eddy. The center of the modeled eddy is defined as the maximum in magnitude of relative vorticity. For each eddy, tracking can be performed both backward and forward in time to find the "birth" and the "death" of the eddy. At each time step, the eddy's diameter, D , is defined as the average between the zonal (D^{EW}) and the meridional (D^{NS}) cords that intercept each eddy center with both endpoints on the edge of the structure. This definition accounts for stretched shapes. The analysis is repeated at each depth level (k) to diagnose the vertical extent of the identified eddy. The vertical tracking ends at the level number (i_z) before the eddy signal in relative vorticity becomes too weak to be

detected. With this method the reference diameter can be calculated as :

$$D = \frac{1}{i_z} \sum_{k=1}^{i_z} \frac{D_k^{EW} + D_k^{NS}}{2} \quad (3.1)$$

For stretched eddies, the variance made on the calculation of D with equation 3.1 is estimated as :

$$D_{var} = \frac{1}{i_z} \sum_{k=1}^{i_z} \left(\frac{D_k^{EW} + D_k^{NS}}{2} - D \right)^2 \quad (3.2)$$

In the following, our results are written as $D \pm \sqrt{D_{var}}$.

3.5 Results

3.5.1 *In situ* experiment

An eddy was detected before the campaign from the analysis of the SST_b and SeaWiFs chlorophyll-a surface concentration. On August 20, lower SST_b ($\Delta SST_b = 1.5^\circ\text{C}$) and lower chlorophyll-a concentration ($\Delta Chl_a = 0.4 \text{ mg m}^{-3}$) within the eddy relative to the surroundings, allowed for its identification. The eddy's center position was estimated to be $3^\circ30'\text{E}-42^\circ36'\text{N}$. At the beginning of the campaign, during Transect 1, we crossed the whole eddy, passing through its satellite eddy center.

On the basis of ADCP velocities, the single-depth transect center for Transect 1 at 15 m depth $C1_{15}$ was estimated to be at $3^\circ33'\text{E} - 42^\circ33'\text{N}$ (black cross - Figure 3.2a). Successively, we conducted a systematic mapping of the eddy by performing several transects passing through that position.

ADCP horizontal current velocity vectors at 15 m depth reveal a clockwise circulation associated with an anticyclonic eddy (Figure 3.2). We also detect a strong current with a southwestward direction at the southeastern part of the eddy, corresponding to the presence of the NC (Figures 3.2b,c).

Tangential velocity at 15 m depth and surface temperature measured during Transect 3 are shown in Figure 3.3 with respect to the distance from the single-depth transect center for Transect 3 at 15 m depth ($C3_{15}$ - black cross - Figure 3.2c). Since Transect

3 did not pass directly through $C3_15$, the data are measured only up to a distance of 1.4 km from it. At this distance, the values of tangential velocities are not zero but close to zero. Then they increase linearly with radial distance to reach maximum values of about 0.4 m s^{-1} at roughly 9 km (15 km) for the northwestern (southeastern) part of the transect. These values show that the eddy is not symmetric. After reaching the maximum values, the tangential velocities slowly decrease as the radial distance further increases. The portion of the eddy characterized by a constant angular velocity corresponds to the portion of the eddy that rotates as a solid body (dashed line - Figure 3.3a). Thus the distance between the two maximum values of tangential velocities at the edges of the eddy, evaluated to be $\sim 24 \text{ km}$ ($9 \text{ km} + 15 \text{ km}$), represents the diameter of the solid body rotation of the eddy.

The distribution of surface temperature from the thermosalinometer, with respect to radial distance from $C3_15$, shows warmer waters at the southeastern border of the eddy (Figure 3.3b). The plot shows the presence of a strong temperature gradient (more than 1°C over a distance of $\sim 3 \text{ km}$). This sudden temperature increase is located at 15 km from $C3_15$, and coincides with the maximum value of tangential velocity component, and hence the edge of the solid-body part of the eddy.

The vertical section of tangential velocity in Figure 3.4a, between 11 and 19 m depth, shows a typical eddy structure with two lobes of relatively high positive tangential velocities that extend on the two sides of the axis. A common feature for the tangential velocities at these depths is a quite rapid increase from the single-depth transect center for Transect 3 up to a distance of 10-15 km where they reach their maximum values. Between 19 and 31 m depth, tangential velocities never reach near zero values close to the single-depth transect center for Transect 3, as those at shallower depths do. This occurs because the deeper positions of the single-depth transect centers for Transect 3 tend to be further away from the transect (Figure 3.4b), indicating that the axis of the eddy is tilted. Below 31 m depth, velocities decay relatively rapidly with depth, so that the anticyclonic circulation associated with the eddy is limited to the upper 31 m. At deeper depths, the presence of the NC is most distinguishable between $3^\circ 42'\text{E}$ and $3^\circ 46'\text{E}$

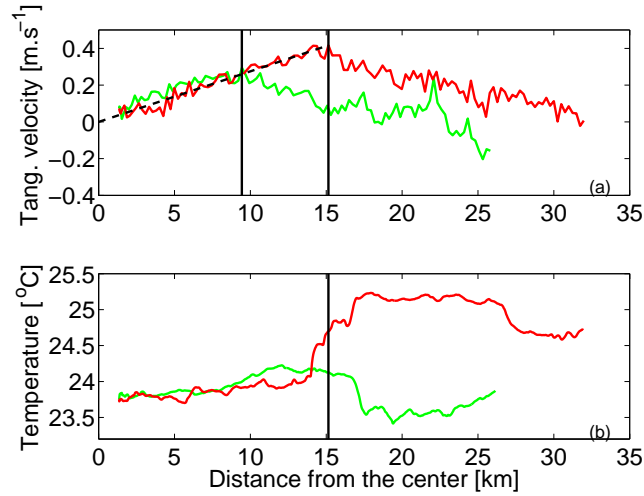


FIGURE 3.3 – Distribution of tangential velocities at 15 m depth (a) and temperature at the surface (b) with respect to radial distance from $C3_15$. The green line corresponds to the data collected before crossing the center (hence northwest of the center $C3_15$ for Transect 3) and the red line corresponds to the data collected after the center (southeast of it). Black lines represent the distance from $C3_15$ where the maximum values of tangential velocities are reached. The black dashed line shows the linear increase of the tangential velocities in the case of a theoretical solid body rotation.

with velocities around 0.2 m s^{-1} . The impact of the NC on the anticyclonic eddy is also obvious from the higher tangential velocities on its southeastern part at the surface.

In the preceding section we have only presented the analysis of Transect 3 at 15 m depth, since similar evaluations made for all the other transects gave similar results. Tangential velocities with respect to radial distance from the single-depth transect center have been analyzed for all the transects at three depths (11 m, 15 m, 19 m). These depths have been chosen because they are the shallowest bins available from the ADCP and are within the studied eddy. The resulting estimations of the diameter and the position of the single-depth transect centers are summarized in Table 3.2. In the table we introduce two other center estimates. The depth-averaged transect centers are defined as the mean of the positions of the single-depth transect centers. The transect-averaged eddy center, hereafter named for simplification eddy center \mathbf{C} , is defined as the mean of the positions

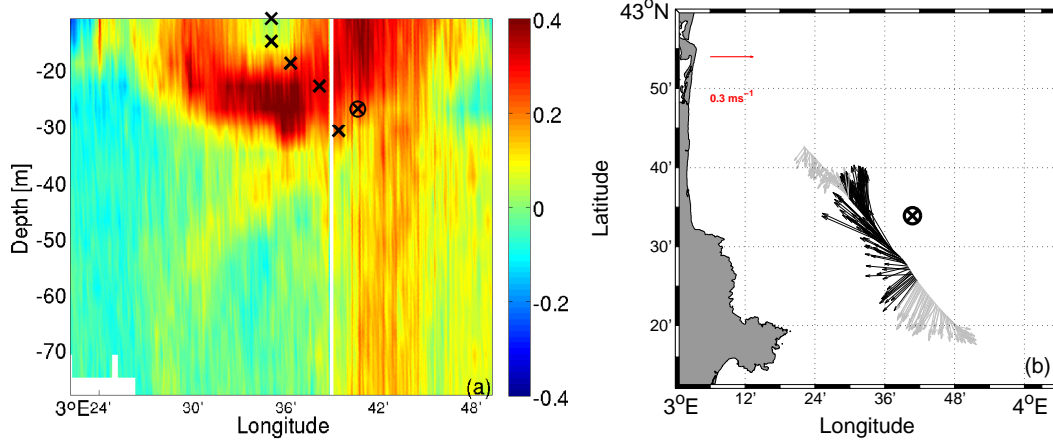


FIGURE 3.4 – (a) Vertical section (depth versus longitude) of the tangential component (clockwise, positive) of the horizontal currents [m s^{-1}] for Transect 3. White pixels represent no data. ADCP current vectors at 27 m depth (b) for Transect 3. The black cross represent the single-depth transect center. The black circle represents the single-depth transect center at 27 m depth, common to figures a and b.

of the depth-averaged transect centers. The estimated position of the eddy center is at the same location than the depth-averaged transect center for Transect 1 (C1-Table 3.2).

TABLE 3.2 – Summary of the calculation of the position of the center of the eddy for each transect. The along transect diameter at the depth given in column 2 is provided in column 3.

Transect	Depth (m)	Diameter (km)	Single-depth transect center	Depth-averaged transect center	Transect-averaged eddy center
1	-11	30	$C1_{11} : 3^{\circ}33'\text{E} - 42^{\circ}33'\text{N}$	$C1 : 3^{\circ}34'\text{E} - 42^{\circ}33'\text{N}$	$C : 3^{\circ}34'\text{E} - 42^{\circ}33'\text{N}$
	-15	33	$C1_{15} : 3^{\circ}33'\text{E} - 42^{\circ}33'\text{N}$		
	-19	35	$C1_{19} : 3^{\circ}35'\text{E} - 42^{\circ}33'\text{N}$		
2	-11	30	$C2_{11} : 3^{\circ}35'\text{E} - 42^{\circ}30'\text{N}$	$C2 : 3^{\circ}34'\text{E} - 42^{\circ}31'\text{N}$	
	-15	29	$C2_{15} : 3^{\circ}33'\text{E} - 42^{\circ}31'\text{N}$		
	-19	28	$C2_{19} : 3^{\circ}33'\text{E} - 42^{\circ}32'\text{N}$		
3	-11	24	$C3_{11} : 3^{\circ}35'\text{E} - 42^{\circ}30'\text{N}$	$C3 : 3^{\circ}36'\text{E} - 42^{\circ}32'\text{N}$	
	-15	24	$C3_{15} : 3^{\circ}35'\text{E} - 42^{\circ}33'\text{N}$		
	-19	26	$C3_{19} : 3^{\circ}36'\text{E} - 42^{\circ}34'\text{N}$		
4	-11	24	$C4_{11} : 3^{\circ}33'\text{E} - 42^{\circ}33'\text{N}$	$C4 : 3^{\circ}35'\text{E} - 42^{\circ}34'\text{N}$	
	-15	22	$C4_{15} : 3^{\circ}34'\text{E} - 42^{\circ}34'\text{N}$		
	-19	16	$C4_{19} : 3^{\circ}37'\text{E} - 42^{\circ}34'\text{N}$		

Transects 3 and 4 are approximately meridional and zonal, respectively, and thus they are also roughly perpendicular (Figure 3.2). Therefore, in order to estimate the diameter from *in situ* data, we apply equation 3.1 where D_{EW} (D_{NS}) is the distance

between the two maximum values of tangential velocities on Transect 3 (4) at the three reference depths (11 m, 15 m, 19 m). The diameter of the eddy is thereby estimated to be 22.7 ± 1.2 km.

Another way to evaluate the vertical extension of the eddy comes from the analysis of the vertical profiles of temperature and fluorescence (Figure 3.5). The temperature profiles show values between 23.0°C and 23.6°C at the surface and a progressive decrease with depth to a value of 13.4°C at about 150 m depth (Figure 3.5b). A strong thermocline is observed between 8 and 18 m (20 and 35 m), at station CTD_out (CTD_in), outside (inside) the eddy. Indeed the anticyclonic eddy corresponds to a deepening of the thermocline. We also notice a weak value of fluorescence at the surface for all three profiles (Figure 3.5c). A fluorescence peak reaching $2.5 \mu\text{g l}^{-1}$ is visible at 50 m depth outside the eddy (station CTD_out); it decreases to less than $2 \mu\text{g l}^{-1}$ at the edge of the eddy (station CTD_edge). Only a faint maximum of $0.6 \mu\text{g l}^{-1}$ can be found at 70 m depth inside the eddy (station CTD_in), deeper than the thermocline. This agrees with a reduced phytoplankton biomass induced by the downwelling associated with anticyclonic eddies (*Siegel et al., 2011*).

3.5.2 Modeling results

The study of the numerical model outputs with the wavelet analysis allows us to retrieve information about the various mesoscale structures in the study area in 2009. Hereafter, we adopt the terminology introduced by *Hu et al. (2011b)* who defined "long-life" eddies as the ones which last for at least 15 days. We have thoroughly studied year 2009 and two modeled "long-life anticyclonic eddies are identified. The wavelet analysis shows that the first "long-life" eddy (hereafter *A1*) is generated on June 28 and lasts until July 20, while the second eddy is generated on August 16 and lasts until October 12. The latter is considered to be analogous to the eddy sampled during *Latex09* and described in Section 3.5.1, and hence is hereafter referred to as *A2-Latex09*.

First, we want to understand the generation mechanism of these two eddies. The

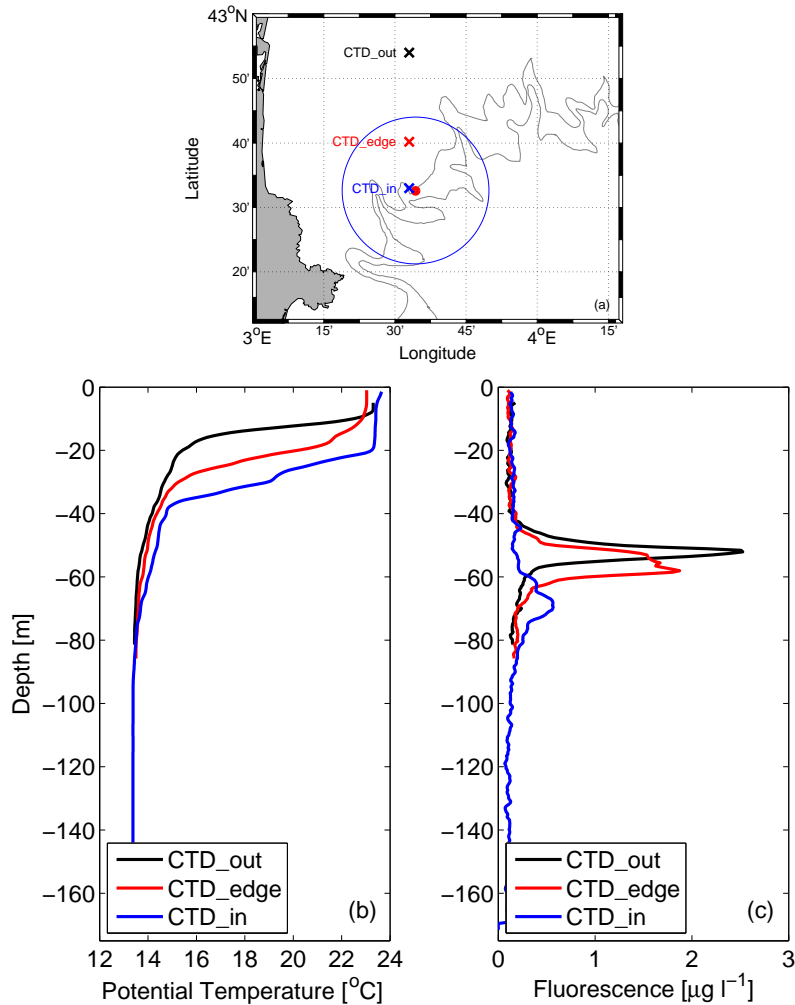


FIGURE 3.5 – (a) The three crosses represent the positions of the CTD stations (CTD_out : Outside part of the eddy located to the north ; CTD_edge : Northern edge of the eddy ; CTD_in : Inside part of the eddy). The blue circle is centered at the eddy center **C** (red dot) with a radius equal to the one estimated for the eddy. Vertical profiles of potential temperature (b) and fluorescence (c) at three CTD stations on August 26.

generation process of eddy *A1* starts with a strong northwesterly wind observed from June 19 to 21. This strong wind, with a maximum amplitude equal to 18 m s^{-1} , induces an Ekman transport piling the water close to Cape Creus. Then a northward current along the Roussillon coast starts on June 26. The closing of this Ekman southwestward drift

and coastal current jet generates the anticyclonic eddy. An intermediate stratification has also been identified with an absolute value of potential energy anomaly more than 60 J m^{-3} . These facts indicate that the generation process of the eddy *A1* corresponds to the one described by *Hu et al. (2011b)* for all "long-life" eddies between 2001 and 2008.

On the other hand, the generation process of the second eddy, *A2-Latex09*, is different. During a weak wind event (Figure 3.6a), we first observe the generation of a large-scale anticyclonic circulation extending to all the western GoL on July 20 (Figure 3.6e). In the western part of the GoL, the positive sea surface height (Figure 3.6f) corresponds to an anticyclonic circulation extending south of Cape Creus. A meander of the NC approaches this large anticyclonic circulation, squeezing it and reinforcing the current at its southeastern edge. This occurs during a northwesterly wind event (Figure 3.6b) that started on August 6. It produces a localized upwelling south of Cape d'Agde but smaller than the one observed in the generation process proposed by *Hu et al. (2011b)*. During this generation process, the wind can be classified on August 6 as a strong northwesterly wind event (16 m s^{-1}) but not persistent since its occurrence during the last three days is less than 75%. A strong stratification has also been identified with an absolute value of potential energy anomaly more than 100 J m^{-3} . On August 16 the wavelet analysis identifies two anticyclonic eddies corresponding to the zonal separation of the anticyclonic area in two smaller areas (Figure 3.6g). Indeed the NC meander seems to push and squeeze the structure to the west. And, as the presence of the coast blocks its progression, the structure becomes separated in two structures : one eddy on the shelf of the GoL (*A2-Latex09*) and one moving inside the Catalan Basin. On 27 August, these structures are clearly distinct (Figure 3.6h). In the following, the eddy in the Catalan shelf is referred to as the *Catalan Eddy*.

In the next paragraphs, the characteristics of *A2-Latex09* on August 27 are presented for comparison with the *in situ* data sampled at the same time (Table 3.1). The modeled *A2-Latex09* extends throughout the mixed layer until 37 m depth. The wavelet analysis identifies an eddy centered at $3^{\circ}26'E-42^{\circ}36'N$ with a diameter of $28.6 \pm 1.4 \text{ km}$. The position of the eddy's center is calculated as the mean of its positions between 1 and

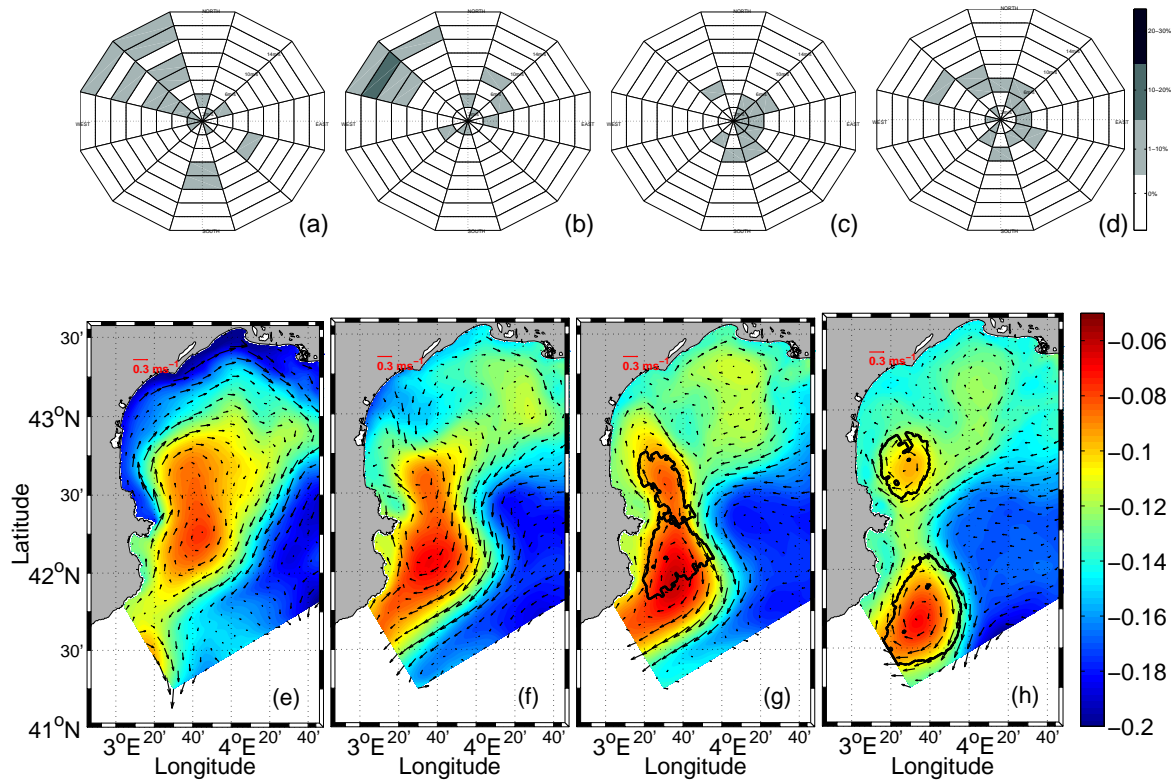


FIGURE 3.6 – Time sequence of the generation process of *A2-Latex09* in 2009. Top : wind rose representation (intensity and frequency) at station Leucate on (a) 2009/07/18 to 20 ; (b) 2009/08/06 to 08 ; (c) 2009/08/14 to 16 ; (d) 2009/08/25 to 27 ; colors representing wind frequency (%). Bottom : sea surface height [m] and current velocity field at 5 m depth on (e) 2009/07/20 ; (f) 2009/08/08 ; (g) 2009/08/16 ; (h) 2009/08/27. Black contours in (g) and (h) show the eddies identification issued from the wavelet analysis.

37 m depth with a vertical step of 4 m. This vertical step is chosen to be equal to the vertical resolution of the ADCP for a better comparison. The diameter of the eddy is obtained applying equation 3.1 and 3.2 to North/South and East/West transects across the modeled eddy with the same vertical resolution between the same depth interval.

Moreover the model has been also useful to examine the post generation mechanism of *A2-Latex09*. Indeed on August 31, *A2-Latex09* encounters Cape Creus. Following this event, a transient anticyclonic structure is generated downstream the cape on September

3, detaching from *A2-Latex09*. A 3D view of potential vorticity (Figure 3.7) in the domain gives a good visualization of the phenomenon. In order to quantify the transfer, a balance of mass has been computed from the model results between August 30 and September 3. The transient structure represents $\sim 33\%$ of the *A2-Latex09*'s mass. The loss of mass of

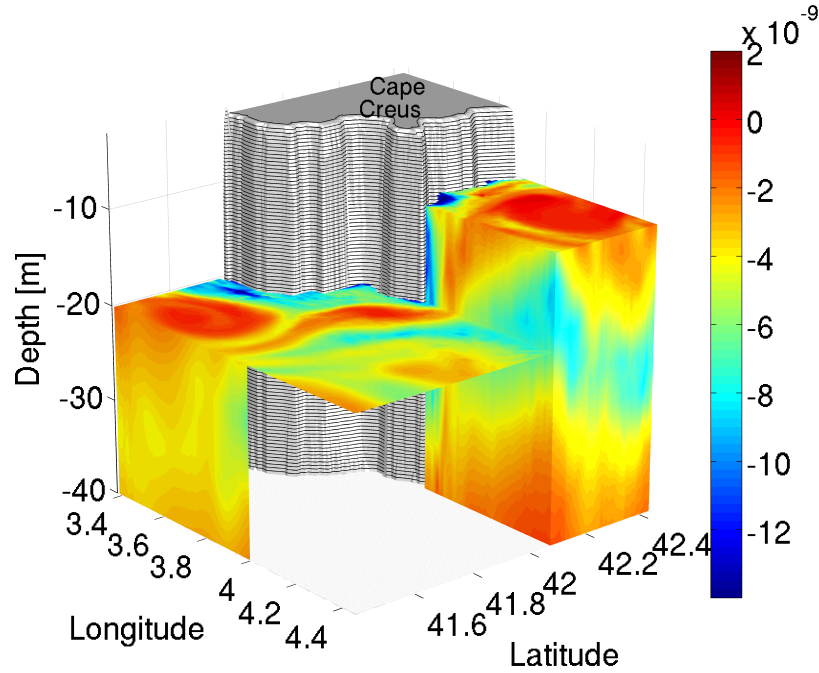


FIGURE 3.7 – 3-dimensional sections of potential vorticity [$\text{kg m}^{-4} \text{s}^{-1}$] in color on September 3. The coast is represented in gray with the position of the Cape Creus. At 10 m depth, in the first section, we can distinguish the presence of *A2-Latex09* upstream the Cape Creus. In the lee of the Cape, the transient structure is evidenced at 20 m depth. The Catalan eddy is also visualized farther off the coast and until 40 m depth.

the eddy *A2-Latex09* is estimated to be $\sim 41\%$. As a result, 8% of the mass is dispersed during this separation. The gain expected on the mass of the *Catalan Eddy* can not be estimated properly since the latter is too close to the model domain boundary.

A 2D view of the relative vorticity (Figure 3.8a) shows the presence of the transient anticyclonic structure between *A2-Latex09* and the *Catalan Eddy*. The dynamics simulated by the model is supported by the trajectories of two Lagrangian drifters, released

during the Latex09 campaign, from August 26 to September 12 (Figure 3.8b). On August 26, drifter No. 83631 (blue line) was deployed near the eddy center **C** and drifter No. 83632 (purple line) near the western outer edge of the eddy. Drifter No. 83631 made one full loop around the eddy in 81 hours. Its trajectory stopped looping around the eddy on September 2 and then drifted northward. Drifter No. 83632 started to loop around the eddy but, on August 30, it began to drift southward moving away from it. Checking the rotation period of this buoy to ascertain the nature of this feature, we found a rotation period of 39 hours, corresponding approximately to half the rotation period of *A2-Latex09*. This rotation does not correspond to an inertial oscillation, which has a typical period of ~ 17.5 hours in the GoL. This fact confirms the hypothesis that the drifter is trapped in the transient structure. On September 6, Drifter No. 83632 got trapped in the *Catalan Eddy* located at $3^{\circ}11'E-41^{\circ}35'N$.

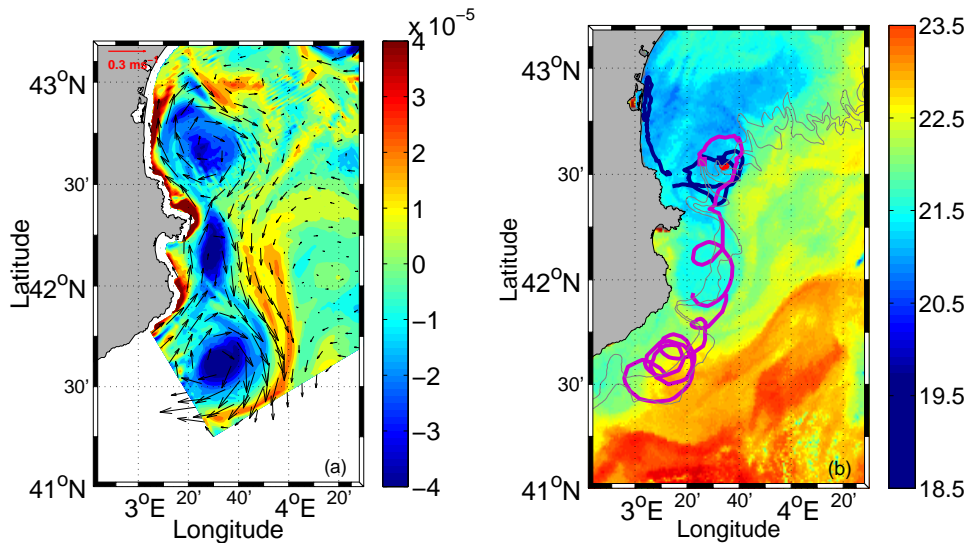


FIGURE 3.8 – (a) Modeled relative vorticity [s^{-1}] and current velocity field at 20 m depth on September 3. (b) SST_b satellite image on August 28 (data from Météo-France) and drifter trajectories (drifter No. 83631 in blue - drifter No. 83632 in purple) from August 26 to September 12. The squares represent the drifters' initial positions. The red dot corresponds to the eddy center.

3.6 Discussion and Concluding remarks

The generation and characteristics of a coastal anticyclonic eddy detected in the western part of the GoL have been studied from a combination of *in situ* measurements and numerical modeling from the end of August 2009 to the middle of October 2009.

On the basis of *in situ* measurements, the anticyclonic eddy is centered at 3°34'E-42°33'N and is characterized by a diameter of 22.7 ± 1.2 km, reaching a maximal depth of 31 m. The observed anticyclonic eddy is well reproduced by the model as shown by the numerical relative vorticity field on September 3 (Figure 3.8a). The major characteristics of this modeled eddy agree with the observations, although its horizontal dimensions are slightly larger than the observed ones. The diameter of the simulated eddy is 28.6 ± 1.4 km. This eddy is approximately situated at the same location as the measured one, slightly more northwestward (3°26'E-42°36'N).

To characterize the dynamics of the eddy, we computed the local Rossby number ($R_o = V_{max}(R_{max} f)^{-1}$) and the Rossby radius of deformation ($R_d = \sqrt{g'H'}(f)^{-1}$). V_{max} is calculated as the mean of the maximum tangential velocities on Transects 3 and 4 at the three reference depths. R_{max} is calculated as half of the reference diameter D , defined in equation 3.1. With V_{max} equal to 0.35 m s^{-1} and R_{max} about 13.5 km, the resulting local Rossby number of the eddy is 0.26. To compute R_d , the reduced gravity was calculated as $g' = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2} g$, with $\rho_2 = 1029.04 \text{ kg m}^{-3}$, the mean density below the mixed layer, and $\rho_1 = 1025.75 \text{ kg m}^{-3}$, the mean density within the mixed layer. The mixed layer depth was 10.9 m. The resulting R_d is 5.9 km, which is smaller than the eddy reference radius R_{max} . Since $R_{max} > R_d$, we can objectively classify the eddy as a mesoscale structure. Since the local Rossby number is not small, its dynamics can not be approximated by quasi-geostrophic theory.

We can compare our results with the data gathered during the experiment Latex08 in the same area (*Hu et al., 2011a*) conducted from September 1 to 5, 2008. Although the generation process is different, these two coastal anticyclonic eddies have similar characteristics in terms of position, extension and dynamical characteristics. This fact

shows the important influence of coast and bathymetry on the physical characteristics of these mesoscale eddies.

Hu et al. (2011a) emphasized that the 2008 eddy interacts with the Northern Current at the end of the Latex08 campaign, leading to its deformation and maybe to its death. In our case, the presence and role of the Northern Current is much clearer (Figures 3.2b,c). The NC has first created the eddy and then it affected it, reinforcing the current at its southeastern part. This intensification could explain the asymmetric shape of the eddy.

Regarding the possible mechanisms for the formation of these anticyclonic eddies in the literature, a few processes of generation have been listed in the introduction. The numerical study of eddy generation in the western part of the GoL by *Hu et al. (2011b)* shows that these eddies need two conditions to be generated : a persistent and strong northwest wind and a strong stratification. This mechanism of generation has been identified in our analysis. Indeed, the process of generation of the first modeled anticyclonic eddy *A1* corresponds to *Hu et al. (2011b)*'s process with the two conditions described above. A strong northwesterly wind is observed from June 19 to 21 and an intermediate stratification is noted at the end of June with an absolute value of potential energy anomaly greater than 60 J m^{-3} .

Instead, for anticyclonic eddy *A2-Latex09*, we propose a new process of generation, associated with the NC. This new mechanism starts with the generation of an anticyclonic circulation extending over a large part of the coastal area (Figure 3.6e). The generation of this anticyclonic circulation, precursor to the eddy, is not analyzed in this study but it could have been generated by the mechanism proposed by *Hu et al. (2011b)*. Interaction with a meander of the Northern Current as well as the presence of the coast induce the latitudinal separation of this anticyclonic circulation into two eddies, the northern one in the GoL and the southern one on the Catalan shelf. To our knowledge, this generation process has not been proposed before. Indeed the combined analysis of *Rubio et al. (2005, 2009a)* suggests that Catalan eddies are generated downstream of Cape Creus as a result of a flow separation triggered by an intense northwest wind event in the GoL. While *Garreau et al. (2011)* indicate that GoL eddies flow southward creating Catalan eddies after a burst

of southeasterlies and northerlies. The authors conclude that the death of GoL eddies is clearly linked to the birth of strong Catalan eddies. In our case, the detachment of a part of the eddy does not lead to the death of *A2-Latex09*. The formation of this transient structure comes from the encounter of the *A2-Latex09* with Cape Creus. The generation of this transient structure causes a loss of mass and vorticity for *A2-Latex09*. In the *in situ* measurements, a small structure is detected in the same spatial area and at the same time (Figure 3.8b) as the one given by the model (Figure 3.8a). When drifter No. 83632 starts to loop outside the eddy (Figure 3.8b), drifting toward the south, its rotation period (39 hours) eliminates the possibility that it be an inertial oscillation. After ~6 days this drifter is caught by the *Catalan Eddy* located at 3°11'E-41°35'N. The generation of the transient structure moving from *A2-Latex09* toward the *Catalan Eddy* in the model results can explain the trajectories of these drifters. From the *in situ* experiment it is clear that the generation of this structure leads directly to a transfer of mass from the eddy of the GoL to the eddy of the Catalan shelf.

This study gives a more completed and consistent picture of the GoL coastal eddy dynamics. A full 3D analysis from numerical simulation should be made with the objective of better understanding the remaining open questions about the generation of the anticyclonic circulation, first step of the proposed new generation process. Besides, this present numerical modeling work could be useful to explore the coupled physical and biogeochemical dynamics at mesoscale and the role of mesoscale eddies in the transfers between the GoL coastal zone and the neighboring coastal regions.

3.7 Acknowledgments

The LATEX project is supported by the programs LEFE/IDAO and LEFE/CYBER of the INSU-Institut National des Sciences de l'Univers and by the Region PACA-Provence Alpes Côte d'Azur. The meteorological data were kindly supplied by Météo-France. We acknowledge the MFS program for OGCM outputs. We are warmly grateful to the crews of the R/V Téthys II for their assistance. We thank Z. Y. Hu for providing the last confi-

guration of the model. The authors want to thank J. Bouffard and C. Yohia for precious comments and useful discussions. Marion Kersalé is financed by a MENRT Ph.D. grant.

3.8 Compléments

Par l'analyse conjointe des données *in situ* et des résultats de modélisation, cette étude m'a permis d'identifier un nouveau processus de génération d'un tourbillon côtier dans la partie ouest du Golfe du Lion et d'identifier un mécanisme de transfert de masse vers le tourbillon catalan. Avant de comparer les données *in situ* et les résultats issus des simulations numériques, j'ai dû réaliser un traitement des données de la campagne Latex09. Le positionnement et les caractéristiques du tourbillon Latex09 ont ainsi été déterminés.

En ce qui concerne la détection du centre du tourbillon, suivant la méthode de *Nencioli et al. (2008)*, la grille de recherche imposée est caractérisée par 30x30 points correspondant à un carré de 30 sur 30 km. Cette résolution spatiale donne une erreur sur la position du centre du tourbillon de ± 1 km. Cette méthode de détection a été utilisée avec les données de la vitesse tangentielle entre 11 et 31 m de profondeur lors du transect 3 (Fig. 3.4). Sur ce profil, nous avons pu montrer une inclinaison de l'axe du tourbillon de plus de 7 km entre ces deux profondeurs. Cette inclinaison est réaliste car elle est plus grande que l'erreur associée à la méthode de détection.

Le calcul du rayon du tourbillon Latex09, plus précisément de son noyau solide, a été effectué grâce à la décomposition des vitesses tangentielles par rapport à son centre. Ce rayon a également été confirmé par la présence d'un gradient important de température sur la bordure sud-est de la structure. La mesure des vitesses par l'ADCP du bateau sont soumises à des bruits pouvant être générés par des oscillations d'inertie et des ondes internes. Dans notre zone d'étude, nous avons considéré négligeable l'effet des ondes internes par rapport aux oscillations d'inertie. Il est vrai que la présence d'ondes internes piégées à la base de grands tourbillons en Méditerranée a été détectée (*Cuypers et al., 2012*). Il a également été montré que ces ondes peuvent être présentes à l'intérieur de

grands tourbillons océaniques de la zone des Aiguilles (*Nardelli, 2013*) et à l'intérieur des anneaux du Gulf Stream (*Joyce et al., 2013*). Ce phénomène a donc été observé dans des grands tourbillons hauturiers. Une analyse ciblée sur ces processus devrait être entreprise dans le cas de tourbillon côtier et confiné dans la couche de mélange comme le tourbillon Latex09. Pour cela il serait intéressant d'associer les profils de propriétés thermohalines à l'intérieur du tourbillon à des profils du coefficient de diffusion. Ceci était l'un des objectifs de la campagne Latex10 mais malheureusement aucune structure tourbillonnaire n'était présente durant la période de l'échantillonnage (voir chapitre 4) .

Les données issues de la campagne Latex09, et plus spécifiquement la trajectoire de la bouée No. 83632 a permis de suivre la structure transitoire responsable du transfert de masse entre le tourbillon Latex09 et le tourbillon catalan. La trajectoire révèle un détachement de la bouée du tourbillon Latex09 le 30 Août (Figure 3.9). Nous pouvons observer des boucles dans la trajectoire, associées à une circulation anticyclonique, et une dérive vers le sud de la structure transitoire jusqu'au 5 Septembre. À cette dernière date, la bouée est attrapée par la circulation d'un plus gros tourbillon, le tourbillon catalan. Afin de déterminer plus précisément la période de rotation de la structure transitoire, les positions de la bouée (latitude, longitude) ont été examinées en fonction du temps entre le 30 Août à midi et le 5 Septembre à minuit (Figure 3.10). Grâce à cette décomposition, nous avons pu montrer que la structure avait une période de rotation d'environ 39 heures, éliminant la possibilité d'une oscillation d'inertie, caractérisée, dans le golfe, par une période de rotation de ~ 17.5 heures.

Les oscillations d'inertie étant un phénomène récurrent dans le golfe, une moyenne temporelle sur 24 heures a été effectuée sur les sorties du modèle afin de filtrer les oscillations diurnes et les oscillations d'inertie. Afin d'évaluer l'efficacité de cette moyenne journalière pour la filtration des oscillations d'inerties, j'ai effectué une deuxième simulation avec une écriture des variables à chaque pas de temps interne (~ 78 s) pendant la période d'intérêt. Cette nouvelle simulation m'a permis de calculer l'énergie cinétique moyenne ($\overline{KE_{u,v}}$, equation 3.3) et l'énergie cinétique de la vitesse moyenne ($KE_{\bar{u},\bar{v}}$, equation 3.4) pour les deux périodes de 17.5 et 24 heures. L'intégration dans l'espace correspond à une

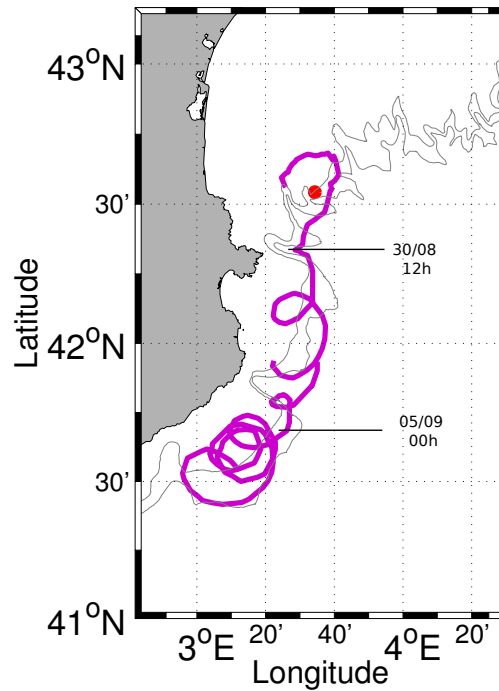


FIGURE 3.9 – Trajectoire de la bouée No. 83632 en violet du 26 Août au 12 Septembre. Le point rouge correspond au centre du tourbillon.

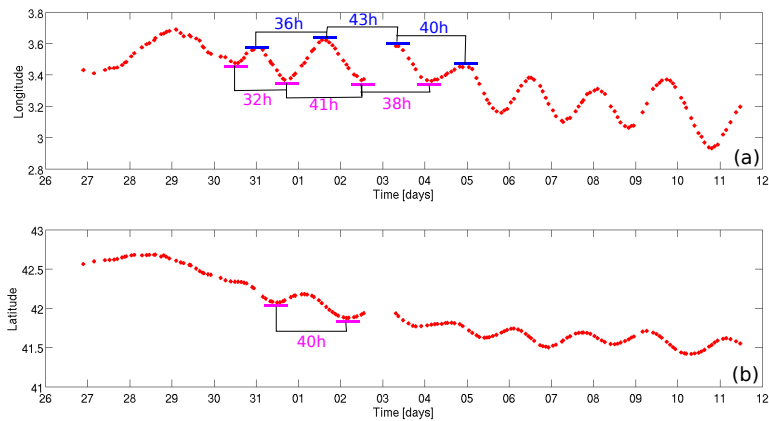


FIGURE 3.10 – Évolution temporelle de la longitude (haut) et latitude (bas) de la bouée No. 83632 du 26 Août au 12 Septembre.

intégration sur le volume du modèle.

$$\overline{KE_{u,v}} = \frac{1}{VT} \int_V \int_t^{t+T} \frac{1}{2}(u^2 + v^2) dt dV \quad (3.3)$$

$$KE_{\bar{u},\bar{v}} = \frac{1}{V} \int_V \frac{1}{2} \left[\left(\frac{1}{T} \int_t^{t+T} u dt \right)^2 + \left(\frac{1}{T} \int_t^{t+T} v dt \right)^2 \right] dV \quad (3.4)$$

Dans un premier temps, nous nous attendons à ce que l'énergie cinétique moyenne soit identique pour les deux périodes. Dans un deuxième temps, l'énergie cinétique de la vitesse moyenne devrait montrer quelques différences. En effet avec une période temporelle de 17.5 heures, les oscillations d'inertie sont censées être plus largement filtrées qu'avec une période temporelle de 24 heures où une partie du signal persiste. De ce fait, la différence entre ces deux moyennes ($\Delta\overline{KE}$, equation 3.5) peut être utilisée, pour chaque période, afin d'évaluer la quantité d'énergie due aux oscillations d'inertie non filtrées dans les données du modèle utilisées pour cette étude. Bien évidemment, ces résultats ne sont qu'indicatifs puisque la période des oscillations d'inertie peut être variable (*Millot et Crépon, 1981*).

$$\Delta\overline{KE} = \overline{KE_{u,v}} - KE_{\bar{u},\bar{v}} \quad (3.5)$$

Comme attendu, les deux courbes de l'énergie cinétique moyenne, $\overline{KE_{u,v}}$, pour les deux périodes temporelles considérées, ont la même tendance (Figure 3.11a). D'un autre côté, il n'y a pas de grandes différences entre les deux énergies cinétiques des vitesses moyennes $KE_{\bar{u},\bar{v}}$ (Figure 3.11b). Les différences $\Delta\overline{KE}$ sont également similaires pour les deux périodes (Figure 3.11c). La différence maximale entre ces deux courbes est de $0.3 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$. Afin de quantifier la quantité relative d'énergie qui persiste dans les données moyennées quotidiennement, nous avons normalisé $\Delta\overline{KE}$ avec la valeur instantanée de l'énergie cinétique ($KE_{u,v}$, Figure 3.11d). La figure révèle que les énergies moyennées sur 24 heures sont en générales plus fortes que celles moyennées sur 17.5 heures. Néanmoins, la différence n'est pas particulièrement prononcée, les énergies moyennées sur 24 heures sont généralement de 1 à 5 % plus intenses, et seulement 10% au maximum.

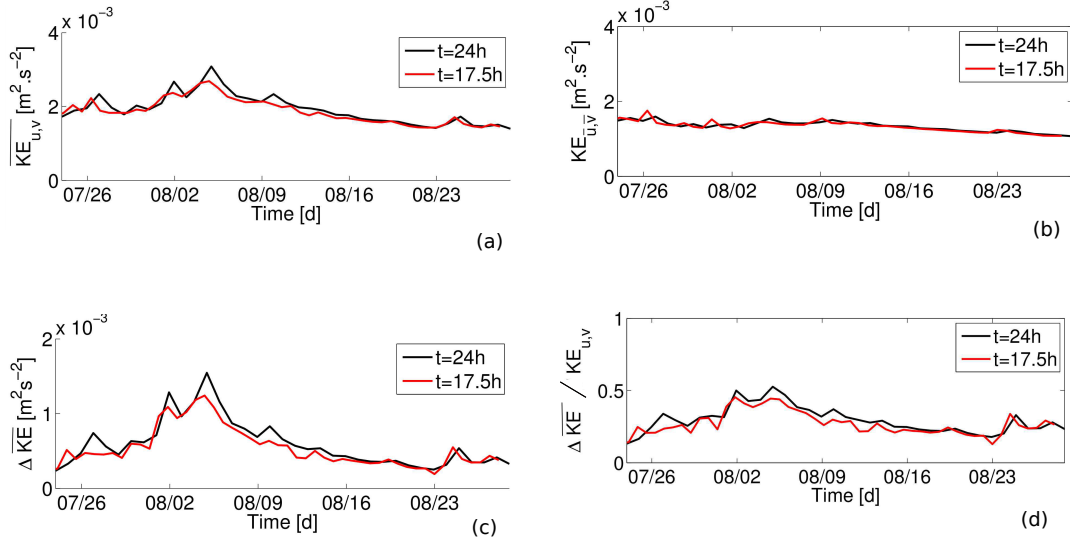


FIGURE 3.11 – Évolution temporelle de l'énergie cinétique moyenne (a - $\overline{KE}_{u,v}$), de l'énergie cinétique de la vitesse moyenne (b - $KE_{\bar{u},\bar{v}}$), de la différence entre ces deux moyennes (c - $\Delta \overline{KE}$) et le rapport entre $\Delta \overline{KE}$ et l'énergie cinétique instantanée (d).

Compte tenu de cette différence raisonnable, et en raison de plusieurs côtés pratiques (filtrage des signaux diurnes ; continuité par rapport aux données déjà analysées par *Hu et al.* (2009, 2011b) et stockage des données), nous avons décidé de conserver les données moyennées sur 24 heures pour notre analyse.

L'analyse des sorties du modèle a permis de mettre en évidence un nouveau processus de génération pour le tourbillon Latex09 mais aussi pour le tourbillon catalan. La séparation d'une grande circulation anticyclonique par la présence de la côte et d'un méandre du CN peut être visualisée sur la Fig. 3.12a. Le tourbillon catalan ne fait pas l'objet principal de cette étude mais nous avons pu suivre son évolution dans le domaine. En effet, nous pouvons observer une dérive vers le sud-ouest de la structure contrainte fortement par la présence d'un méandre du CN (Fig. 3.12b). Le 1 Septembre, la structure transitoire, responsable du transfert de masse du tourbillon Latex09 vers le tourbillon catalan, est présente en aval du cap Creus (Fig. 3.12c). Entre le 3 et 5 Septembre, lors de ce transfert, le tourbillon catalan se trouve près de la frontière du modèle (Fig. 3.12d,

e). De plus entre ces deux dates, nous pouvons voir l'étirement et la dérive vers le sud de la structure transitoire. Entre le 12 et le 16 Septembre, le tourbillon catalan sort progressivement du domaine également sous l'effet du méandre du CN (Fig. 3.12f,g). Le 23 Septembre, le tourbillon n'est plus présent dans le domaine et le CN a repris sa position standard plus proche de la côte (Fig. 3.12h). L'évolution de cette structure est fortement dépendante de la position du méandre du CN mais influencée probablement fortement par la présence de la frontière du modèle. Afin d'aller plus loin dans cette analyse, il serait intéressant d'agrandir le domaine du modèle avec une résolution similaire de 1 km. En effet, cette nouvelle simulation pourrait nous permettre de suivre l'évolution du tourbillon catalan sans contrainte artificielle du modèle. Cette simulation pourrait également permettre d'affiner le calcul de transfert de masse entre les deux tourbillons. Ce calcul pouvant être affecté par la présence de la frontière du modèle.

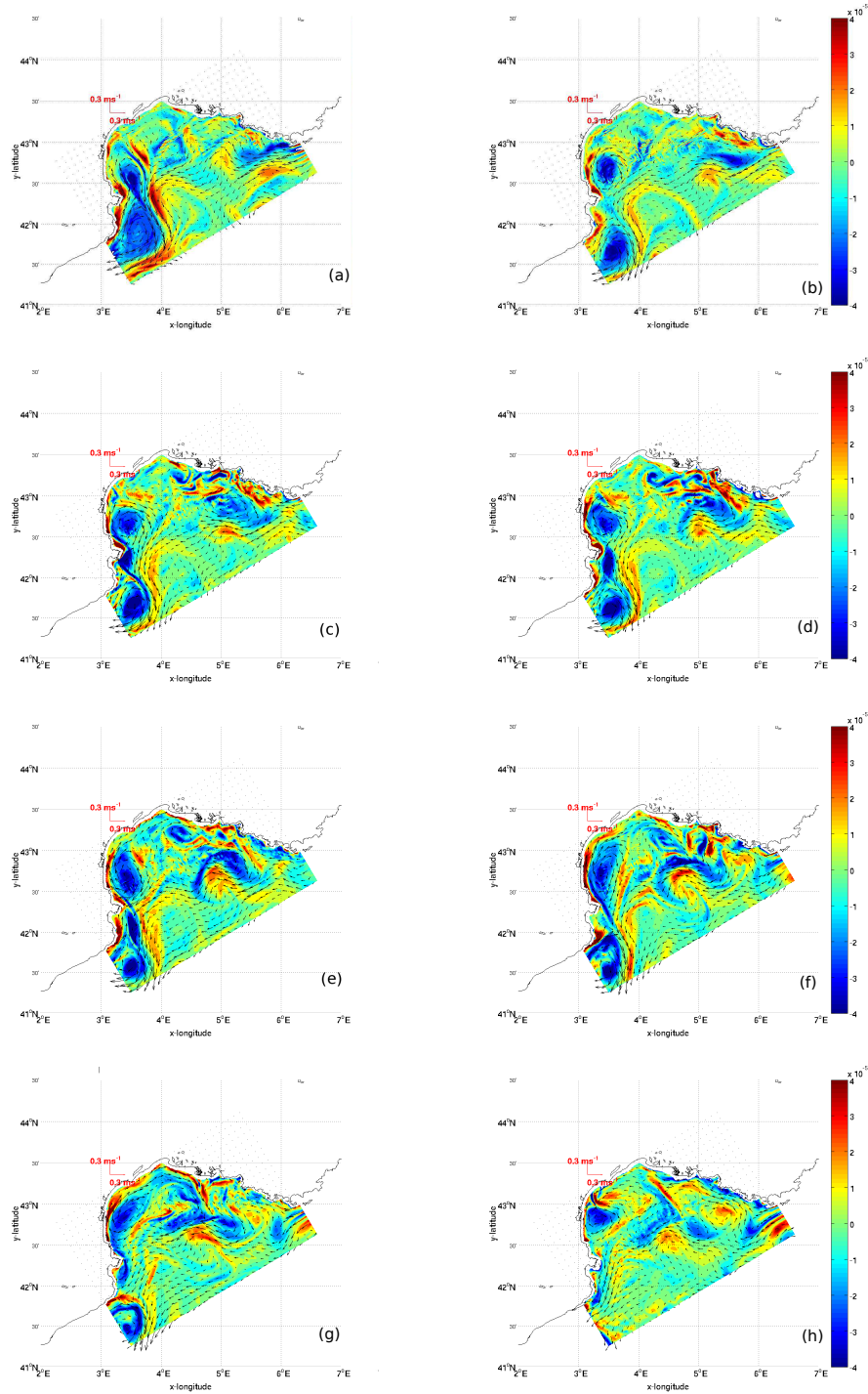


FIGURE 3.12 – Vorticité relative modélisée [s^{-1}] et champs des vitesses du courant à 20 mètres de profondeur le 16 Août (a), 29 Août (b), 1 Septembre (c), 3 Septembre (d), 5 Septembre (e), 12 Septembre (f), 16 Septembre (g) et 23 Septembre (h).

Dynamique d'un patch de SF6 dans un environnement côtier - Processus de mélange turbulent

Sommaire

4.1	Avant-propos	88
4.2	Abstract	89
4.3	Introduction	90
4.4	Methods	93
4.4.1	SF6 release and measurements	93
4.4.2	Calculation of horizontal and vertical diffusivity coefficients	96
4.4.3	Other measurements	101
4.4.4	Lagrangian model	102
4.5	Results	103
4.5.1	Dynamical conditions and diffusivities during Latex10	103
4.5.2	Numerical model	110
4.6	Discussion and Concluding Remarks	111
4.7	Appendix A : Analytical system used for the analysis of SF6	116
4.8	Acknowledgments	118
4.9	Compléments	118

4.1 Avant-propos

Nous avons vu précédemment que le Golfe du Lion (GdL) est soumis à de nombreux forçages pouvant amener à des échanges entre les eaux du plateau et les eaux des bassins environnants. La dernière partie de ce travail a donc été dédiée à l'étude de la dispersion des eaux côtières de la partie occidentale du GdL. Cette étude est basée sur les données *in situ* recueillies lors de la campagne Latex10 (1-24 septembre 2010). Au cours de cette campagne en mer, des mesures hydrologiques et courantométriques ont été obtenues à bord de deux navires de recherche le Téthys II et le Suroît. De plus, les masses d'eau ont été suivies par des flotteurs lagrangiens et un traceur inerte, l'hexafluorure de soufre (SF6). Les flotteurs ont permis une description lagrangienne de l'écoulement. Le traceur inerte quant à lui a fourni des informations clés sur le mélange turbulent. La dispersion du traceur a été surveillée pendant sept jours afin d'évaluer les coefficients horizontaux et verticaux de diffusion dans cette zone d'étude. À partir de cartographies successives du traceur, effectuées dans un référentiel lagrangien, le taux de déformation ($\delta=0.38 \text{ d}^{-1}$) et le coefficient de diffusion horizontal ($K_h=7.6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$) ont été estimés. Différents profils verticaux de la concentration de SF6 et de la masse volumique ont permis de calculer un coefficient vertical de diffusion dans la couche de mélange égal à $1.32\pm 0.79 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$.

Au cours du temps, une diminution importante des concentrations de SF6 a été observée et reliée à la perte atmosphérique. Cette perte a été quantifiée et validée grâce à l'utilisation de modèles théoriques montrant l'impact du vent soufflant les trois premiers jours de l'expérience.

L'analyse des images satellites de la température de surface a mis en évidence la présence d'un front entre les eaux froides du plateau et les eaux plus chaudes transportées par le CN. À proximité de ce front, la dynamique du patch est fortement contrainte par cette barrière dynamique induisant une sortie des eaux du plateau vers le bassin Catalan.

Cette série de données a été complétée par la mise en place d'expériences lagrangiennes (lâchers de bouées numériques) dans les champs interpolés des composantes horizontales de la vitesse mesurées par les ADCPs des deux navires de recherche. Ces expériences

ont permis de tester le coefficient horizontal de diffusion calculé à partir des mesures *in situ*. La comparaison des aires des patches *in situ* et numériques a mis en évidence une bonne représentation du traceur dans le modèle. L'adéquation du coefficient de diffusion horizontale a ainsi été montrée.

Il faut souligner que le SF6 n'avait jamais été utilisé en milieu côtier à cause de la difficulté de l'acquisition de ces mesures à petite échelle dans ce type de milieu. Néanmoins les estimations de ces coefficients et leurs validations, en accord avec les estimations réalisées en océan ouvert, témoignent de la validité de ces méthodes lorsqu'une bonne stratégie d'échantillonnage est mise en œuvre.

Ce travail fait l'objet d'un article soumis dans "Journal of Geophysical Research" et présenté dans la partie 4.2.

Diffusivity coefficients from the dynamics of a SF6 patch in a coastal environment

M. Kersalé, A. A. Petrenko, A. M. Doglioli, F. Nencioli, J. Bouffard, S. Blain, F. Diaz, T. Labasque, B. Queguiner and I. Dekeyser

Received 08 August 2013

JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH: OCEANS, doi:10.1029/2013JC009343

4.2 Abstract

We investigate the turbulent mixing in a coastal environment in the western part of the Gulf of Lion (GoL) in the northwestern Mediterranean Sea during the Latex10 campaign (summer 2010). The dispersion of a patch of an inert tracer (SF6) was monitored for seven days to evaluate horizontal and vertical diffusivity coefficients. The initial increase of the patch surface area allowed to obtain estimates of the strain rate ($\delta=0.38 \text{ d}^{-1}$) and of the horizontal diffusivity coefficient ($K_h=7.6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$). The discrete water samples collected during three profiles provided an estimate of the vertical diffusivity coefficient within

the mixed layer ($K_z=1.32\pm 0.79 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$). The spreading of the patch after the release is associated with a strong decrease of SF6 concentrations. The gas exchange from the ocean to the atmosphere has been quantified and shows the impact of the strong wind. The analysis of sea surface temperature satellite imagery evidenced a strong front. This clearly affected the dynamics within the region of release and thus, the temporal evolution of the patch. The presence of the front induced the advection of the tracer from the continental shelf of the GoL to the Catalan basin. The horizontal diffusivity coefficient (K_h) calculated from the field experiment has been used in a tracer release simulation based on a classic random walk model. Our results are consistent with previous studies in open ocean and evidence the success and feasibility of these methods in coastal environments.

Keywords : Eddy diffusivities, SF6 tracer, Lagrangian referential, Coastal ocean.

4.3 Introduction

One of the major challenges in the studies of the dynamics and mixing of water masses lies in estimating horizontal and vertical diffusivities. This can be achieved through experiments using inert tracers. Among various types of tracer, fluorescent dyes, especially Rhodamine B, have been largely used to study turbulent diffusion of contaminants in coastal area (*Emery et Thomson, 2001*). Since the mid 1980s, the sulfur hexafluoride (SF6), a stable and inert gas detectable at concentrations a million times lower than dyes, has been used as a tracer for oceanographic experiments. Although widely used in the open ocean, its applications in coastal areas are much scarcer. The advantage of using SF6 is that its low background concentration in seawater allows to use it as a tracer via small injections of SF6 saturated seawater (*Ledwell et al., 1998*). Its potential as tracer has now been fully proved for studies of both horizontal and vertical turbulent processes.

The first major application of SF6 has been dedicated to the study of horizontal and vertical mixing in different regions. Horizontal diffusivities at scales smaller than 100 km have been obtained during these tracer experiments (*Ledwell et al., 1998; Stanton et al., 1998; Abraham et al., 2000; Martin et al., 2001*). Such estimates are based on the

hypothesis that under the local mesoscale stirring (which can be approximated to a first order as 2-dimensional and divergence-free), the initial shape of the tracer patch will elongate along one direction while thinning in the other. The width of the patch will keep decreasing until the effect of mesoscale stirring is balanced by smaller scale diffusion. Thus, horizontal diffusivity can be computed by combining estimates of the strain rate with *in situ* measurements of the patch width. Strain rate is usually estimated from successive *in situ* mappings (*Ledwell et al., 1998*) or from the analysis of satellite imagery of surface chlorophyll-a (*Abraham et al., 2000*). Horizontal diffusivities computed using this approach range from 0.5 to 25 m² s⁻¹ for tracer filaments with widths between 1 and 10 km.

SF6 has also been employed for measuring ocean vertical mixing over large basins (~1000 km). Three types of experiments using SF6 are reported in the literature. The first one has been dedicated to study the convective vertical mixing in the Greenland Sea (*Watson et al., 1999*). The other ones concerned the investigation of diapycnal diffusion in the subtropical North Atlantic (North Atlantic Tracer Release Experiment NATRE *Ledwell et al. (1993)*) and in the Brazilian Basin (*Polzin et al., 1997*). The diapycnal diffusion has been also investigated in smaller (~100 km) and less stratified systems like the Santa-Monica Basin (*Ledwell et Watson, 1991*), the Santa-Cruz Basin (*Ledwell et Bratkovich, 1995*) and the Gotland Basin (*Holtermann et al., 2012*). Typical estimates of diapycnal diffusivity coefficients range from 0.1 to 10 cm²s⁻¹.

The estimates of horizontal and vertical diffusivities allow to better understand the dynamics of a tracer patch and to assess the rates of some biogeochemical processes. In the case of biogeochemical applications, the SF6 has been used to estimate ventilation of the Arctic Ocean, to infer deep-water pathways, and to quantify anthropogenic CO₂ (*Tanhua et al., 2008, 2009*). During the PRIME project (Plankton Reactivity in the Marine Environment), the evolution of SF6 has permitted to quantify the nutrient supply into the mixed layer of an anticyclonic eddy in the North Atlantic (*Martin et al., 2001; Law et al., 2001*). Combined with iron enrichment, the SF6 tracer provides the potential to assess ecosystem level responses to added iron (*Martin et al., 1994; Cooper et al., 1996;*

Tsumune et al., 2005, 2009; *Law et al.*, 2006).

Given the success of these SF6 tracer experiments in open ocean waters, our study explores the application of SF6 in a coastal area. Coastal circulation is usually more complex due to the influence of different forcings (local atmospheric conditions, tides, freshwater inputs) and the constraints imposed on the flow by its coastline and bathymetry (*Csanady*, 1982). Coastal areas are regions where the exchange of materials between continents and oceans occurs. The study of their functioning is therefore of considerable interest for understanding the coupling of terrestrial and oceanic biogeochemical cycles. Coastal circulation plays a key role in such coupling because it will ultimately control the export capacity to the offshore area. The LATEX project (Lagrangian Transport Experiment, 2007-2011; <http://www.com.univ-mrs.fr/LOPB/LATEX>) aimed to investigate the role of coupled physical-biogeochemical dynamics at the mesoscale in regulating the exchanges of matter and energy between inshore and offshore areas. Our study is part of this highly multidisciplinary project. LATEX strategy was based on a combined use of satellite data, numerical modeling results and *in situ* measurements. One of the goal of the project was to analyze transport patterns and diffusion rates in the western part of the Gulf of Lion (GoL). The GoL is located in the northwestern Mediterranean Sea and is characterized by a relatively large continental margin (Figure 4.1). Its hydrodynamics is complex and highly variable in space and time (*Millot*, 1990). The circulation is strongly influenced by the Northern Current (NC), a strong dynamical barrier which isolates the coastal waters of the continental shelf from the open northwestern Mediterranean Sea (*Albérola et al.*, 1995; *Sammari et al.*, 1995; *Petrenko*, 2003). Exchanges between the GoL and offshore waters are mainly induced by processes associated with the NC (*Conan et Millot*, 1995; *Flexas et al.*, 2002; *Petrenko et al.*, 2005) or wind induced dynamics (*Estournel et al.*, 2003; *Petrenko et al.*, 2008).

A small test campaign (Latex07) took place in the GoL during June 9 to 11, 2007 to measure the background concentration of SF6 and to test the Lagrangian navigation software (LATEXtools, *Doglioli et al.*, 2013). A larger campaign (Latex10) was conducted from September 1 to 24, 2010 on board the R/V Le Suroît and the R/V Téthys II. During

this campaign, transport structures in the western GoL were investigated with an adaptive sampling strategy, which combined satellite data, ship-based ADCP measurements, iterative Lagrangian drifter releases and SF6 release. The Lagrangian navigation software used during the tracer experiment for the SF6 release and its successive mappings. The sampling strategy enabled the identification of a frontal jet, 10 km-wide, roughly parallel to the coast, along which waters from the continental shelf leave the gulf to go inside the Catalan Basin (*Nencioli et al., 2011*).

The aim of the present work is to use the passive tracer released during the Latex10 campaign to quantify the turbulent horizontal and vertical mixing in the area. To our knowledge, this study represents the first application of SF6 in a coastal area with an important mesoscale activity. Methods to quantify the horizontal and vertical diffusivity coefficients and the data used in these calculations are described in Section 4.4. In the same section, the numerical simulation performed to test the horizontal diffusivity coefficient is also detailed. Results based on *in situ* oceanographic data, as well as the Lagrangian model simulation, are described in Section 4.5. The estimated coefficients, the temporal evolution of the patch and the evaluation of the horizontal diffusivity coefficient with simulation data are discussed in Section 4.6.

4.4 Methods

4.4.1 SF6 release and measurements

A saturated SF6 solution was prepared at the beginning of the Latex10 campaign. A 7000 L steel tank was filled with sea water in the afternoon of September 2. An acrylic cylinder was placed on the top of the tank, making a headspace of about 5 L for effective bubbling. Pure SF6 gas was injected into the seawater in the tank for 48 h to obtain a saturated SF6 solution. For determining SF6 concentrations in the tank before injection, a headspace extraction and a classical gas chromatograph (GC) equipped with a thermal conductivity detector (TCD) were used. The GC/TCD analysis of extracted

gas were based on *Sugisaki et Taki (1987)* method. The measured SF6 concentration was $1.63 \cdot 10^{-4} \text{ mol L}^{-1}$ for the first 4000 L released. Due to a technical problem, the SF6 concentration decreased to $0.69 \cdot 10^{-4} \text{ mol L}^{-1}$ for the remaining 3000 L. In total, 7000 L of seawater saturated with SF6 were released at 7 m depth inside a square area of about 30 km^2 . Assuming a homogeneous concentration of SF6 inside the mixed layer (which estimated depth is about 23 m; see Section 4.5), this release assured the creation of a patch with SF6 concentrations roughly 1000 times higher than the background value. The latter was estimated at about 1.35 fmol L^{-1} ($\text{fmol}=10^{-15} \text{ mol}$) during the Latex07 campaign. This value was used to develop the release and the sampling strategies. Measurements performed during the Latex10 campaign confirmed that, although slightly higher (see Section 4.4.2), the background SF6 concentrations, at the time of the experiment, were of this same order of magnitude (average equal to 1.72 fmol L^{-1}). In order to release the tracer as homogeneously as possible in the horizontal and then study the turbulent mixing of the tracer patch while minimizing the contribution due to advection, it was necessary to coordinate the release of the SF6 in a Lagrangian reference frame. This was accomplished using the LATEXtools mentioned before. It was used during the tracer release to direct the ship route in order to introduce in the environment an initial SF6 patch as square and homogeneous as possible. The center of the Lagrangian reference frame was defined by the position of a buoy (which is hereafter referred to as the reference buoy) anchored at 11.5 m depth and deployed at the beginning of the tracer release at $42^{\circ}45,01'N - 3^{\circ}30,11'E$. The reference buoy was equipped with an Iridium transmitter/receiver which ensured the acquisition of the buoy position at high-frequency. The position of the Lagrangian reference frame and hence the ship trajectory was adjusted after each acquisition (reference buoy trajectory - Figure 4.1). From the R/V Le Suroît, the saturated SF6 solution was released at a ship speed of 4 knots for a period of 14 h (Table 4.1). The reconstructed vessel track in the Lagrangian reference frame matched almost perfectly the planned route, spanning an area of release covering a square of about 30 km^2 (See Figure 6 in *Doglioli et al., 2013*).

The horizontal variation of the SF6 concentrations has been measured during a series

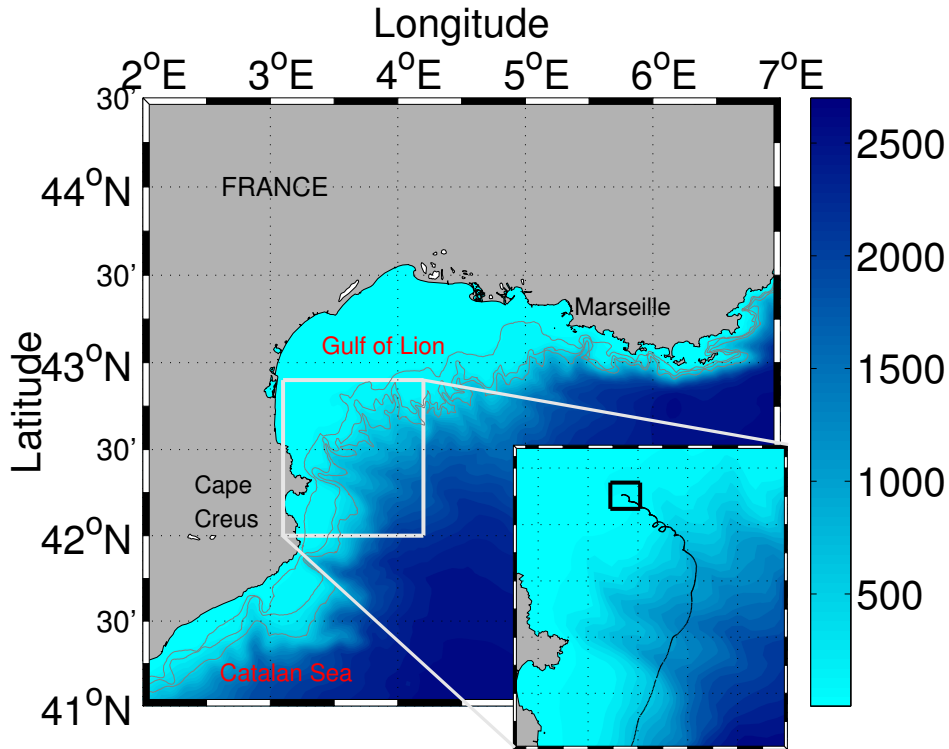


FIGURE 4.1 – Area of study. Shaded color represents the bathymetry [m]. Isobaths at 100, 200 and 500 m are plotted with thin lines. Zoom-in view of the white square region shows the area of release of SF₆ by the small black square and the trajectory of the reference buoy by the black line.

of successive horizontal mappings. The analytical system used (See Section 4.7, Appendix A for a detailed description) for the measurements of SF₆ is based on continuous flow purge and trap (PT) extraction followed by gas chromatography separation and detection by electron capture detector (GC/ECD). This system is different than previous systems developed by *Law et al. (1994)* and *Tanhua et al. (2004)*. We did not use vacuum sparge sample extraction, but continuous flow of purified nitrogen for extraction of dissolved gases. This system has an analytical rhythm of 6 samples per hour in the same order as the one of previous studies (*Law et al., 1994*). The uncertainty has been estimated to be 5% at concentrations above 2 fmol L⁻¹ and 20% near detection limit (0.8 fmol L⁻¹). Four horizontal mappings were performed (Table 4.1) and three profiles (Table 4.2).

These later were obtained with discrete water samples collected with a rosette equipped with 8L Niskin bottles. 300 ml steel ampoules were sampled from the bottles and SF6 was extracted by purge and trap for 10 min and analyzed by the GC/ECD. Analytical precision of the method is around 2% at concentrations of 1 fmol L⁻¹.

TABLE 4.1 – Start and end dates of the release and mapping of the tracer.

	Start		End	
	Day	Hour (GMT)	Day	Hour (GMT)
Release	Sept. 11	04h02	Sept. 11	18h00
Mapping 1	Sept. 11	22h11	Sept. 12	15h49
Mapping 2	Sept. 13	18h40	Sept. 14	12h50
Mapping 3	Sept. 15	18h17	Sept. 16	15h55
Mapping 4	Sept. 18	05h48	Sept. 18	22h03

TABLE 4.2 – Start of the vertical profiles of the tracer.

	Day	Hour (GMT)	Latitude	Longitude
CTD 1	Sept. 14	07h13	42°39'N	3°42'E
CTD 2	Sept. 16	15h15	42°33'N	3°45'E
CTD 3	Sept. 18	15h14	42°03'N	3°34'E

4.4.2 Calculation of horizontal and vertical diffusivity coefficients

Our analysis of the SF6 patch is based on the advection-diffusion equation which governs the evolution of a passive tracer with a mean concentration \bar{C} in an incompressible fluid and satisfying the ergodic hypothesis :

$$\frac{\partial \bar{C}}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla \bar{C} = K_h \left(\frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial y^2} \right) + K_z \frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial z^2} + \xi \quad (4.1)$$

The first term represents the temporal evolution of the mean concentration \bar{C} . The second term shows the evolution of \bar{C} due to advection (with \vec{U} the mean flow). Performing the analysis in a Lagrangian reference frame allows to neglect the contribution due to this advection term. In the right hand side of the equation, the first two terms characterize the

horizontal and vertical diffusion of the tracer. The total diffusivity is replaced by the eddy diffusivity, generally many orders of magnitude larger than its molecular counterpart, since it accounts for the effects induced by turbulent motions. Furthermore, we assumed that the horizontal diffusivity (K_h) is isotropic, that the vertical one (K_z) is constant in the mixed layer and that both are invariable with time. Finally, the term ξ represents the potential sources and sinks of the tracer. As the SF6 is an inert tracer there is no internal source or sink. Moreover, there is no external source due to an input from the atmosphere because the patch is supersaturated with respect to the atmosphere. The external source due to the injection is not present we analyze the evolution after the release. Thus the term ξ equals zero. To investigate the dynamics of the SF6 within the mixed layer, the equation 4.1 requires two boundary conditions, one at the bottom of the mixed layer and one at the interface ocean-atmosphere. For the first boundary condition, we consider negligible the exchanges that occur between the mixed layer and the underlying waters since in late summer (the cruise took place in September) the GoL is characterized by high stratification. The high stratification is confirmed by the analysis of the vertical profiles made during the campaign (see Section 4.1.1). The differential equation has then to satisfy a first boundary condition :

$$K_z \frac{\partial \bar{C}}{\partial z} \Big|_{z=z_pyc} = 0 \quad (4.2)$$

with z_pyc the bottom depth of the steeper gradient pycnocline.

A second boundary condition represents the loss of SF6 at the surface of the water column due to atmospheric loss. Making the hypothesis that the SF6 is homogeneous in the mixed layer, with a bottom depth of the mixed layer (z_mix) constant with space and time, the evolution of SF6 concentration with time $\bar{C}(t)$ due to atmospheric loss can be adequately modeled as a negative exponential function (*Cole et al., 2010*) :

$$\bar{C}(t) = C_0 \exp\left(-\frac{k}{z_mix}t\right) \quad (4.3)$$

with C_0 the released concentration of SF6 and k the transfer velocity ($k \equiv k(t)$). To model this loss, two parametrizations of k are used. Both parameterizations use the hourly wind

speed data (U_{10} , $m s^{-1}$), defined 10 m above the sea level from the ship data and the hourly sea surface temperature data (T , $^{\circ}C$) measured by the ship thermosalinometer. Both U_{10} and T vary with time.

The first formulation was developed by *Wanninkhof (1992)*, with :

$$k = \frac{k_{600}}{\sqrt{Sc_{38}/660}} \quad (4.4)$$

where

$$k_{600} = 0.296 U_{10}^2 + 2.5(0.5246 + 1.6256 \cdot 10^{-2} T + 4.9946 \cdot 10^{-4} T^2) \quad (4.5)$$

Sc_{38} has been calculated with a linear extrapolation of the Schmidt number for seawater with salinity of 35 (Sc_{35}) and fresh water (Sc_0) :

$$\begin{cases} Sc_0 = 3255.3 - 217.13 T + 6.8370 T^2 - 0.086070 T^3 \\ Sc_{35} = 3531.6 - 231.40 T + 7.2168 T^2 - 0.090558 T^3 \end{cases} \quad (4.6)$$

The coefficients of these equations are from the relationship of *Wilke et Chang (1955)*.

The second formulation of k (*Nightingale et al., 2000*) takes into account only the turbulent diffusivity related to the wind speed (U_{10}) :

$$k = 0.222 U_{10}^2 + 0.333 U_{10} \quad (4.7)$$

To use the data from the mappings with equation 4.1 the surface SF6 concentration data have been placed in a Lagrangian reference frame centered around the position of the reference buoy (Figure 4.1). The spatially irregular data (white dots - Figure 4.2) along the ship track are mapped onto a regular grid using natural neighbor interpolation. This local method, based on the Voronoi diagram (*Sibson, 1981; Berg et al., 2008*), has the advantage to adapt automatically the interpolation to the spatial distribution of initial scattered data. All the distributions of the tracer shown hereafter are reconstructed with respect to the Lagrangian referential frame and interpolated as described above. During each mapping, the contour lines of SF6 concentrations m/e and $m/7.5$ (Figure 4.2), where m is the mapping maximum concentration, are used to estimate the so-called SF6 patch center area (representing 60% of the total quantity) and patch total area (representing

85% of the total quantity) respectively (*Law et al., 2006*). If the contours enclose different patches, the area is calculated summing the contribution from each patch. Comparison of successive total and center patch areas are used to analysis the temporal evolution of the patch geometry. The total concentration of SF6 observed at each mapping has been calculated by taking the integral of the concentration inside the total patch area under the hypothesis that the concentrations remained constant with depth inside the mixed layer. This hypothesis has been made to be coherent with the calculation of the modeled evolution of SF6 concentration due to atmospheric loss (equation 4.3) and to compare these values.

Three profiles were performed at different stations (Table 4.2). The background value of SF6 estimated from the mean concentrations of SF6 below z_{pyc} (about 1.72 fmol L^{-1}), has been subtracted from each profile.

The SF6 concentrations from the horizontal mappings and vertical profiles can be used to obtain estimates of the two unknowns of equation 4.1, K_h and K_z .

The temporal change in the dimensions of the patch can be used to estimate K_h . The length ($2\sigma_l$) and width ($2\sigma_w$) of the SF6 patch center area can be estimated by fitting a Gaussian ellipsoid to the horizontal mapping of SF6 (*Abraham et al., 2000*) using an unconstrained non-linear optimization (*Lagarias et al., 1998*). The Gaussian ellipsoid is chosen under the hypothesis that at scales greater than 1 km, and away from strong fronts, the currents in the surface ocean are approximately two-dimensional and divergence-free. Thus, the length of the initial patch increases exponentially along the direction of maximum strain rate (δ) while its width stabilizes at an equilibrium value along the other direction. This equilibrium occurs when a balance is reached between the thinning due to strain and the widening induced by diffusion. As shown by *Abraham et al. (2000)* and according to this hypothesis, δ and K_h can be calculated as :

$$\delta = \frac{\ln\left(\frac{\sigma_l(t+\Delta t)}{\sigma_l(t)}\right)}{\Delta t} \quad (4.8)$$

and :

$$K_h = \sigma_w^2 \delta \quad (4.9)$$

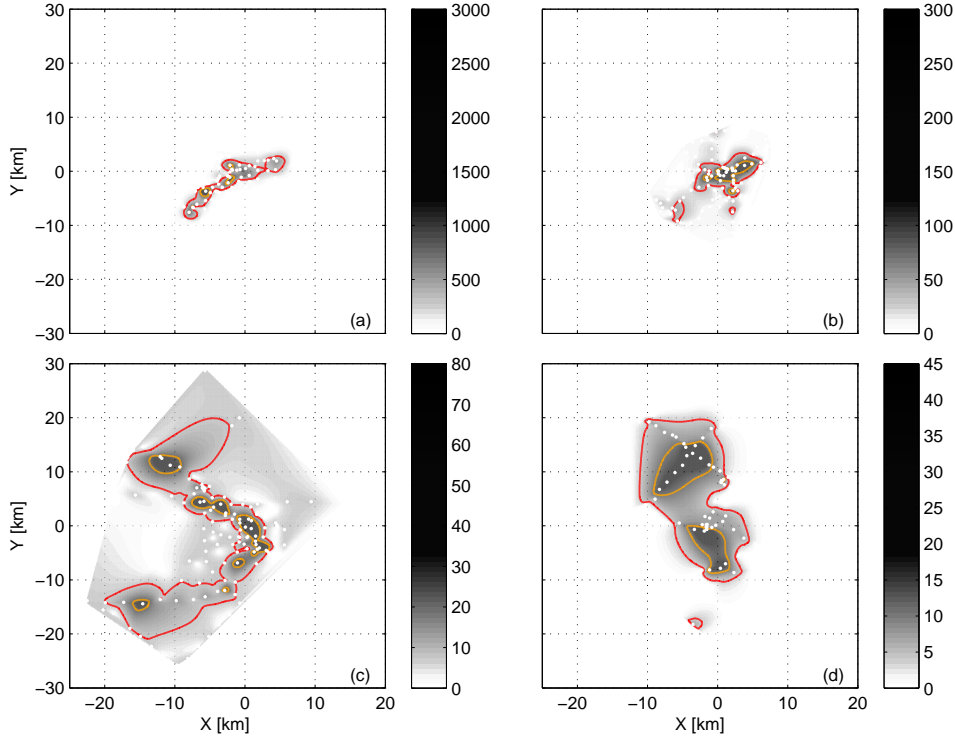


FIGURE 4.2 – Lagrangian maps of concentration of SF6 [fmol L⁻¹] for mapping 1 (a), mapping 2 (b), mapping 3 (c) and mapping 4 (d). The plots are referenced to the reference buoy position at (0,0). Note that the color bar maximum varies with each mapping. The m/e (in orange) and $m/7.5$ (in red) contour lines are shown in each plot indicating the patch center and the total patch area, where m is the mapping maximum concentration. The locations of SF6 measurements are indicated by the white dots.

An estimate of the vertical diffusivity coefficient inside the mixed layer (K_z) can be obtained from the increase of the second moment M_2 of the SF6 profiles with time according to *Ledwell et al. (1993)* :

$$2K_z = dM_2/dt \quad (4.10)$$

The second moment is obtained with the following equation :

$$M_2 = \int \bar{C}(z - z_0)^2 dz / \int \bar{C} dz \quad (4.11)$$

in which \bar{C} is the concentration of SF6, z_0 is the depth of the SF6 release and z is the depth below the surface. The integration is made between the surface and z_{pyc} .

In opposition to the first order assumption required for the SF6 atmospheric loss, here, the variability of the SF6 concentrations in the mixed layer is taken into account. This variation considers a nearly Gaussian shape for the tracer distribution with depth. The evolution of this distribution is governed approximately by the diffusion equation (*Ledwell et al., 1998*). Indeed, we have fitted Gaussian distributions centered at z_0 to the vertical distributions of SF6 inside the mixed layer. The calculation of the second moment has been made using the value of the concentration of SF6 using this fit function. Moreover, we have also estimated K_z directly from the evolution of the variance (σ^2) of the Gaussian.

$$K_z = \frac{\sigma^2}{2\Delta t} \quad (4.12)$$

The final value of K_z is estimated with the mean of the values found with the two methods described above.

4.4.3 Other measurements

In parallel, more classical measurements have been performed on both R/Vs used during Latex10 to evaluate the dynamics of the studying area and the thermohaline characteristics. Sea surface temperature, salinity and fluorescence, were measured continuously at the surface by the ships' thermosalinometer and fluorimeter. Current velocities were measured by a VMBB-150 kHz ship-based Acoustic Doppler Current Profiler (ADCP). Following *Petrenko et al. (2005)*, the ADCPs on board the R/Vs were configured for recording 1 minute ensemble averages, providing horizontal currents with a vertical resolution of 4 m, from 8 m to 244 m for the Suroît and from 11 m to 247 m for the Téthys II. During the mappings, we also collected vertical profiles of density, using a SeaBird SBE 19 CTD, at the same locations (Table 4.2) than the vertical profiles of SF6.

Satellite sea surface imagery of non conservative tracers from satellite observation were sent to the R/V to give an overview of the dynamic in near real-time. Sea Surface

brilliance Temperature (referred to as SST_b), is derived from AVHRR (Advanced Very High Resolution Radiometer) channel 4 data, provided by Météo-France.

4.4.4 Lagrangian model

Tracer release experiments can be simulated using a numerical model to test estimates of horizontal diffusivities (*Banyte et al., 2013*). In order to simulate the evolution of the SF6 patch, a classic random walk model has been implemented in our study. Considering the same assumptions from Section 4.4.2, but this time applying equation. 4.1 only in 2-dimensions and at a given depth z located inside the mixed layer, the advection-diffusion equation becomes :

$$\left. \frac{\partial \bar{C}}{\partial t} \right|_z = -\vec{U}_h \cdot \nabla_h \bar{C} \Big|_z + K_h \left(\frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial y^2} \right) \Big|_z \quad (4.13)$$

The input velocity field (\vec{U}_h) for the model comes from the ADCP measurements of current velocities at 16 m for the Suroît and 19 m for the Téthys II. The data along the ship' tracks are mapped onto a regular grid using natural neighbor interpolation. In the GoL, the inertial oscillations are frequent and cause large variations of the instantaneous velocities measured by the ADCP. In order to not propagate these variations during the interpolation, inertial oscillations (frequency of ~ 17.5 hours in the GoL) calculated from *in situ* Lagrangian buoys launched during the campaign (Nencioli et al., in prep.) are filtered out from each horizontal velocity component.

During four periods corresponding to the time intervals between the release and the consecutive mappings, four input velocity fields are created. A simple numerical simulation is performed, initializing the particles positions in a square patch with the same dimensions and location of the SF6 release. Then, the four velocity field are applied as successive forcings without temporal interpolations. The grid scale of 250 m corresponds to the spatial resolution of the data. The model has been launched to describe the motion of 10 000 particles independently. The equation describing the particle motion can

be written for the x component :

$$dx = U(x, t)dt + \sqrt{2K_h dt} \quad (4.14)$$

In the above expressions, for the selected component, dx is the total displacement of the particle along the x axis during the time interval dt ($dt=1$ h); $U(x, t)$ is the mean flow velocity along the x axis; K_h is the horizontal diffusion coefficient. The average tracer concentration can be calculated by multiplying the number of particles at each point of the grid and each time step by the known quantity of SF6 associated originally (at the first time step) to each particle. This quantity is corrected at each mapping by subtracting to the total quantity of SF6 the quantity lost in the atmosphere.

4.5 Results

4.5.1 Dynamical conditions and diffusivities during Latex10

The SF6 was released in an area near the shelf at 42°45,01'N - 3°30,11' E (black square, Figure 4.1) on September 11. The area has been chosen to limit the quick loss of SF6 due to bad atmospheric conditions or strong currents on the basis of weather forecast and a 10-years realistic simulation from a high-resolution numerical model (*Hu et al., 2009*). Moreover, due to logistic constraints, the experiment had to be made in the first weeks of September and inside the French waters.

The horizontal evolution of the tracer patch is investigated with four horizontal mappings (Table 4.1 - Figure 4.2). The maximum concentration of SF6 inside the patch center area decreases from 3000 fmol L⁻¹ on mapping 1, to 50 fmol L⁻¹ on mapping 4. The spreading of the patch after the release certainly contributes to the observed decrease. However, the decrease is also partly induced by a loss of SF6 to the atmosphere. Based on the volume of injected seawater and the SF6 concentrations inside the tank, the total quantity of SF6 released has been estimated to about 0.89 mol. The temporal variability of the measured total SF6 (red squares - Figure 4.3a) is in good agreement

with the curves taking into account atmospheric loss modeled by two different parameterizations (equations 4.4, 4.7). The atmospheric loss is estimated at about 0.28 mol d^{-1} between the release and mapping 1. The calculated evaporation rate suggests that $\sim 33\%$ of the observed SF6 is lost during this period (Figure 4.3a). This loss can be linked to the observed increase of the wind speed from 4 m s^{-1} up to 20 m s^{-1} (Figure 4.3b).

Between mapping 1 and 2, $\sim 89\%$ of the initial amount of SF6 is lost due to the continuously strong winds ($20\text{-}25 \text{ m s}^{-1}$ wind speed), with an atmospheric loss equal to 0.27 mol d^{-1} . At the end of the fourth mapping, as wind speed decreases to $\sim 4 \text{ m s}^{-1}$, the atmospheric loss declines to 0.08 mol d^{-1} .

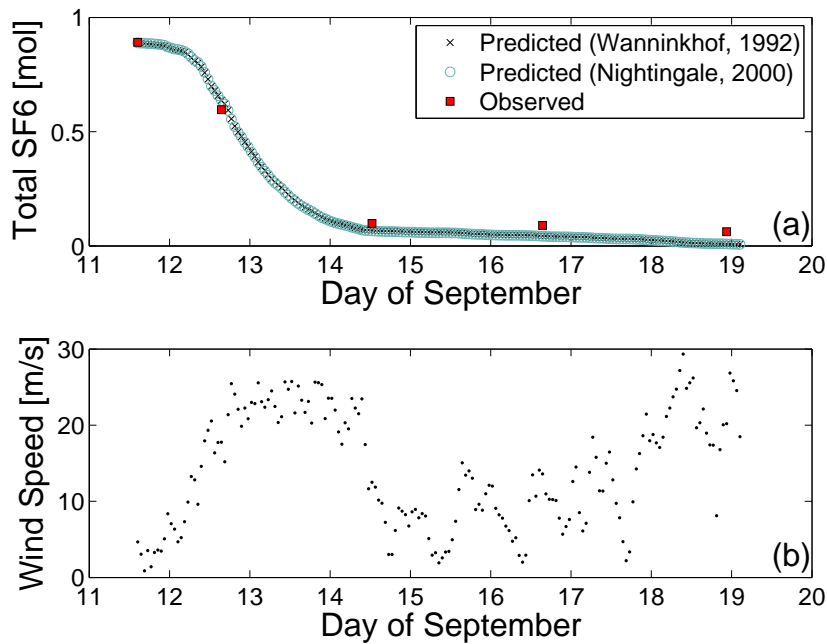


FIGURE 4.3 – Distribution of total quantity of SF6 [mol] (a) and wind speed [m s^{-1}] (b) with respect to time [days of September]. The black crosses and the green circles show the predicted quantity of SF6 based on the wind speed-gas transfer velocity parametrization of *Wanninkhof (1992)* and *Nightingale et al. (2000)*. The red squares represent the quantity of SF6 released and measured inside the total patch area.

The distribution of the tracer superimposed on the SST_b satellite image (Figure 4.4)

evidences the temporal evolution of the patch relative to the surrounding water. The SST_b satellite images are usually inaccurate in estimating the absolute values of the sea surface temperature (SST). However, the imagery has shown to accurately identify the spatial distribution of SST gradients. On September 12, the tracer patch extends southwestward over the continental shelf, which is characterized by colder surface waters around 16°C (Figure 4.4a). After two days, a front between warmer waters from the Northern Current (~19°C) and colder waters from the shelf is formed along the western continental slope of the gulf (at 4°E - Figure 4.4b). At that time, the tracer patch has slightly drifted eastward toward the western boundary of this front. The contour line of the total patch area on September 15 shows a distribution of the tracer along a tongue of colder coastal waters (Figure 4.4c). On September 18, no SST_b satellite image was available due to cloud coverage but the tracer can be located in front of Cape Creus after a significant southward drift (Figure 4.4d).

The temporal change in the dimensions of the patch can be used to estimate the strain rate (δ) and the horizontal diffusivity coefficient (K_h). The initial length and width of the tracer patch, at the end of the release, have been estimated to 7.5 km, corresponding to the length of the diagonal of the 28 km² square area of release. The length ($2\sigma_l$) and width ($2\sigma_w$) of the SF6 patch center area have been estimated only for mapping 1 (Figure 4.5), as elliptical Gaussian could not be fitted to the SF6 distribution of the other mappings. Moreover, the estimation of K_h with this method can be made only away from strong fronts. This condition is not respected for mappings 3 and 4 (Figure 4.4) where the shape of the patch strongly deviates from a Gaussian due to the presence of the front. In the case of mapping 1, far enough from the front, σ_l is equal to 5.7 km and σ_w is equal to 1.25 km. Between the release and mapping 1, the strain rate is then estimated to 0.38 d⁻¹ and the horizontal diffusivity coefficient K_h to 7.6 m² s⁻¹.

Comparison of successive total (square - Figure 4.6a) and center (star - Figure 4.6a) patch areas are used to analyse the temporal evolution of the patch geometry. A temporal increase is measured in both cases. At the time of the release, the value of the total patch area is equal to 28 km². Then, it increases linearly until mapping 2 reaching

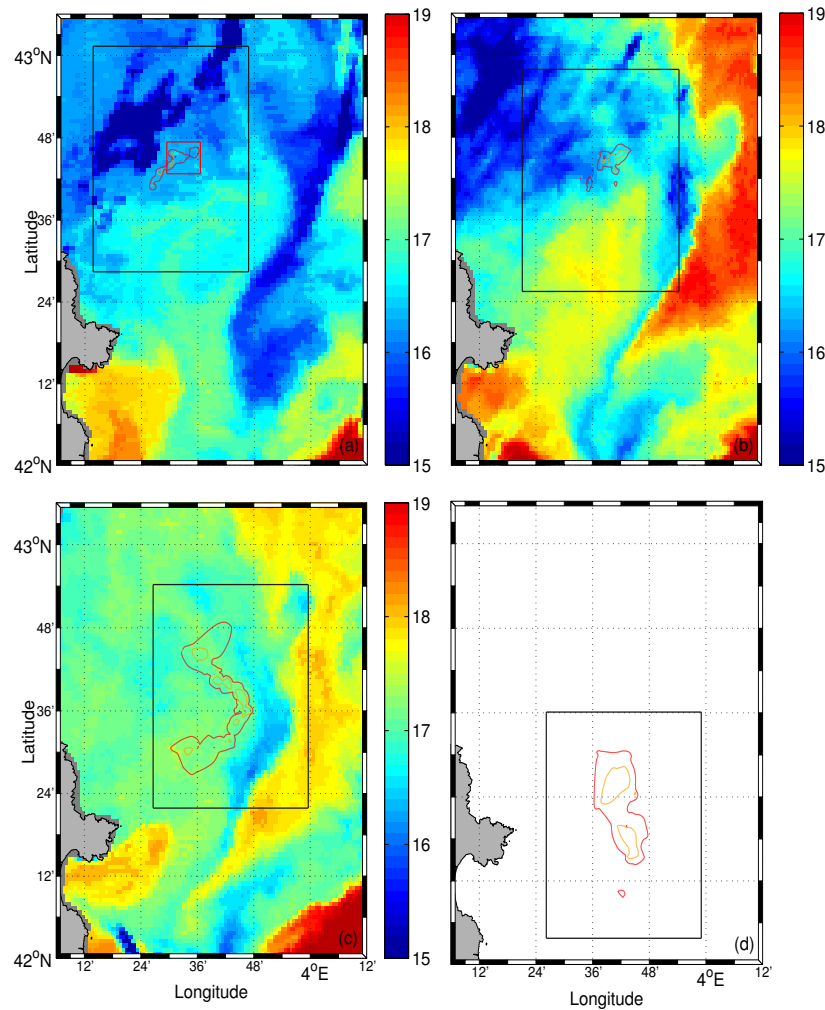


FIGURE 4.4 – SST_b satellite image (data from Météo-France) on September 12 (a), September 14 (b), September 15 (c) and Lagrangian contour lines representing the patch center and the total patch area for each mapping. On September 18 (d), no SST_b satellite image was unfortunately available due to cloud coverage but Lagrangian contour lines are represented. The small red square (a) represents the area of release of SF6. The other squares correspond to the area of Figure 4.2 for each mapping.

45 km². Between mapping 2 and mapping 3, the total patch area increases strongly from 45 km² to 315 km². Nonetheless, between mapping 3 and mapping 4, the total patch area decreases (290 km²). The center patch area increases between each mapping, from 3 km²

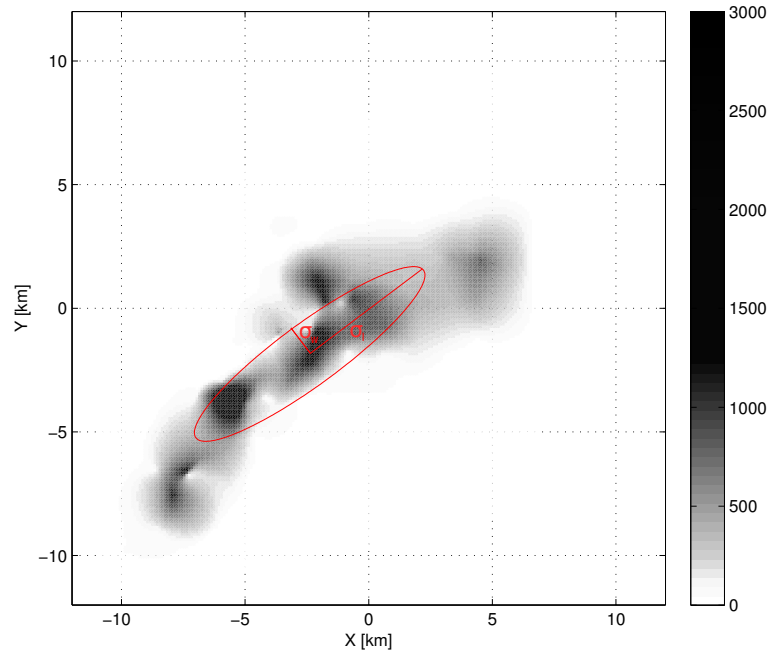


FIGURE 4.5 – Lagrangian maps of concentration of SF6 [fmol L⁻¹] for mapping 1. The plots are referenced to the reference buoy position at (0,0). Gaussian ellipse and the axes associated are shown.

at mapping 1, 10 km² at mapping 2, 40 km² at mapping 3 to 80 km² at mapping 4.

If the strain induced by the current remains constant and uniform, the aspect ratio of an initially circular patch, estimated as the Area/Perimeter² and scaled using a factor of 4π , would decrease from 1 as the patch is stretched into a filament. In our case the starting value at the release is not 1 but 0.8 (Figure 4.6b) because our initial SF6 patch is square. A decrease is observed between the release and mapping 1. Afterwards, the value remains stationary until it increases between mapping 3 and 4 indicating that the patch becomes more spherical and less filamentous.

We have seen that SF6 concentrations decrease, due to gas exchange and, dilution and diffusion as the horizontal areas of the patch increase throughout the experiment. Nevertheless, SF6 concentrations within the mixed layer remained high because of stratification. The vertical profiles of density (Figure 4.7a) show values of 27 kg m⁻³ at the

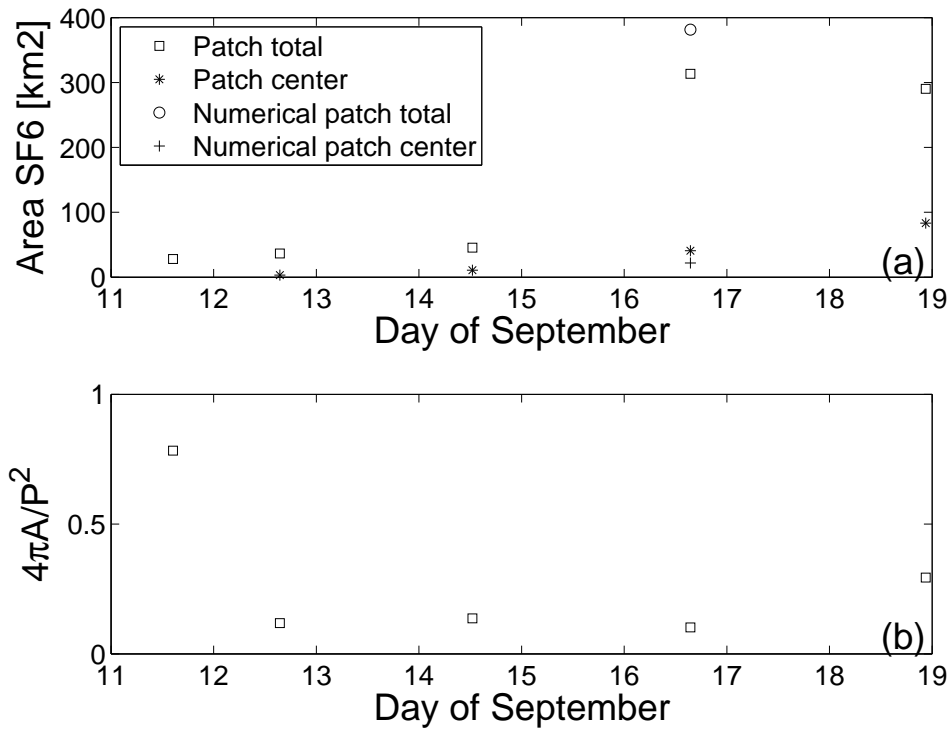


FIGURE 4.6 – (a) Distribution of surface areas [km²] of the patch total (square) and the patch center (stare) with respect to time [days of September]. The circle and the cross represent the numerical patch total and center areas for mapping 3. (b) Aspect ratio of the patch total area for *in situ* data (square) as area/(perimeter)² normalized to 1 for an idealized circular patch by multiplying by 4π .

surface and a progressive increase with depth to a value of 29 kg m^{-3} at about 100 m depth. A strong pycnocline is observed between 23 and 35 m on September 14 - 18. Indeed, vertical mixing between upper and deeper layers is constrained by this strong near-surface stratification. Vertical profiles of SF6 evidence that vertical distributions for the first two stations have approximately the same shape (Figures 4.7b, c). We can notice peaks in SF6 concentration reaching 180 fmol L^{-1} on September 14 (Figure 4.7b) and 40 fmol L^{-1} on September 16 (Figure 4.7c) around the depth of the release (7 m). In the mixed layer, the mean concentration of SF6 is equal to $138 \pm 44 \text{ fmol L}^{-1}$ ($22 \pm 14 \text{ fmol L}^{-1}$) on September 14 (September 16). On September 18, one week after the release, the concentration of SF6

is constant within the mixed layer (Figure 4.7d). In this layer, the mean concentration of SF6 is equal to 11 ± 1 fmol L⁻¹.

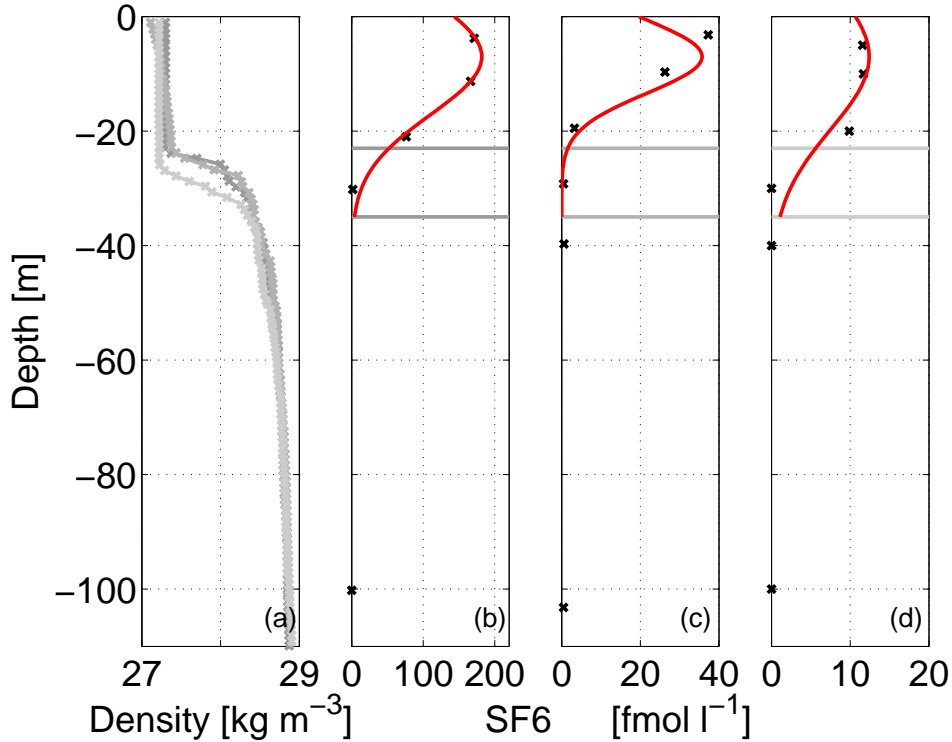


FIGURE 4.7 – Vertical profiles of density [kg m⁻³] (a) on September 14 (CTD 1 : dark gray), September 16 (CTD 2 : gray) and September 18 (CTD 3 : light gray). Vertical profiles of concentration of SF6 [fmol L⁻¹] (b, c, d) at the corresponding date. The gray lines indicate the interface between the waters of the mixed layer and the underlying waters. The red curves represent the gaussian fits for each profile.

The increase of the second moment M_2 defined in equation 4.11 can be used to estimate K_z . An increase is observed between CTD 1 and CTD 3, as well as between CTD 2 and CTD 3. The estimates of K_z using this method show values equal to $0.4 \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$ and $2 \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$ respectively. The Gaussian fits of the distribution of SF6 give a variance (σ^2) of 10.1 cm for CTD 1, collected 61 h after the release, 6.4 cm for CTD 2, after 117 h, and 12.7 cm for CTD 3, after 165 h. The evolution of the variance with time gives values of K_z equal to $2.3 \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$, $0.5 \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$ and $1.4 \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$ respectively. The mean of these five

estimations lead to an average vertical diffusivity of $1.32 \pm 0.79 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$.

4.5.2 Numerical model

In order to test the horizontal diffusion coefficient calculated from the SF6 mapping ($K_h = 7.6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$), a numerical model has been implemented to simulate the evolution of the SF6 patch. As explained in section 4.4.4 the input velocity field for the model comes from interpolated ADCP velocities. For this reason, the limited area covered by the reconstructed velocity fields could constrain and affect the dispersion of the patch (Figure 4.8). On mapping 1, the patch is concentrated around the area of release (Figure 4.8a). After two days of numerical advection and diffusion, the numerical patch has drifted eastward close to the eastern boundary of the reconstructed velocity domain (Figure 4.8b). The numerical tracer on mapping 3 is located in the middle of the reconstructed velocity domain (Figure 4.8c). Finally on mapping 4, the numerical patch is located in front of Cape Creus following the mean currents near the boundary and leaving the continental shelf (Figure 4.8d). Mapping 3 is the only mapping where the particles are not too close to the boundary of the reconstructed velocity domain. For this reason, the comparison between the *in situ* and the numerical mapping has been made only for mapping 3.

The Lagrangian map of *in situ* concentrations of SF6 and the contour lines of the numerical patch are superimposed for a better comparison (Figure 4.9). The positions of *in-situ* and numerical patches are consistent with each other. The numerical total patch area and the numerical center patch area have also been estimated (Figure 4.6). The numerical total patch area (315 km^2) and the *in situ* total patch area (381 km^2) are of the same order. The numerical center patch area (22 km^2) is lower than the *in situ* center patch area (40 km^2).

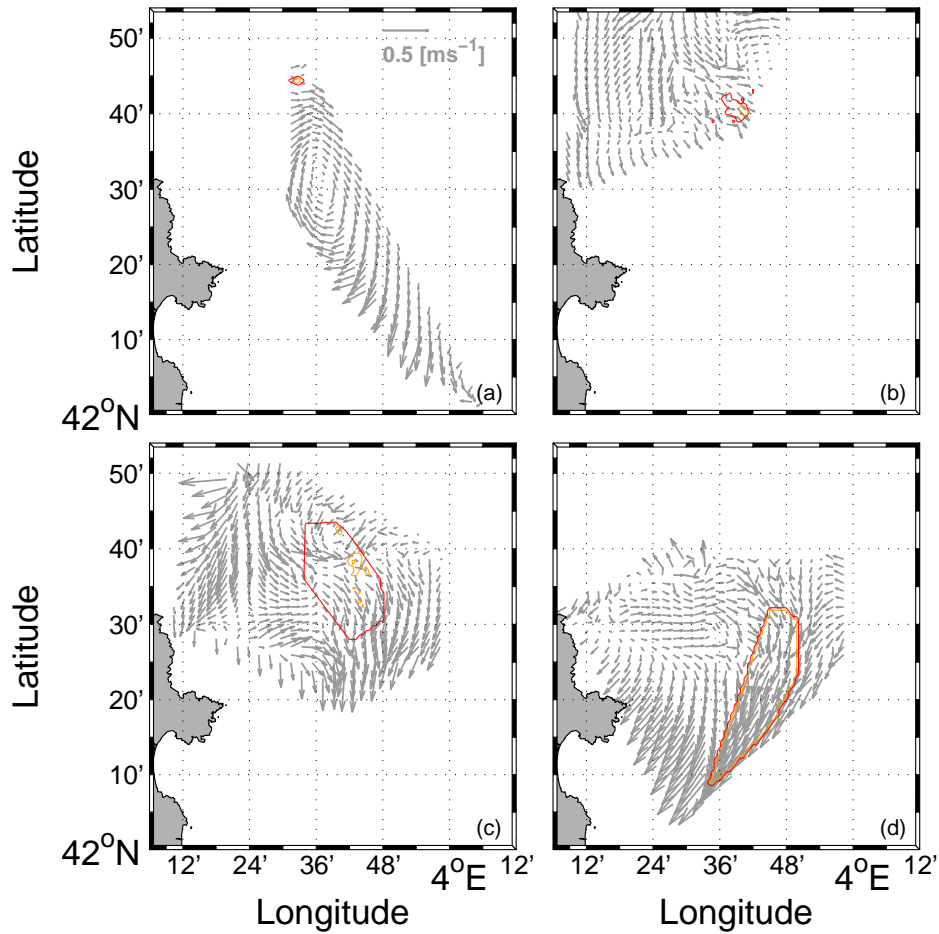


FIGURE 4.8 – Maps of the current velocities used for the advection of the numerical buoys for the four mappings. Each reconstructed velocity domain corresponds to the forcing field used to create the numerical patch superimposed. The m/e (in orange) and $m/7.5$ (in red) contour lines indicate the numerical patch center and the numerical total patch.

4.6 Discussion and Concluding Remarks

The turbulent mixing of a passive tracer has been studied in a coastal environment during the Latex10 campaign. The tracer patch has been followed during seven days, demonstrating the adequacy of the developed tools for tracer studies in a coastal environment. During and immediately after the release, the weak wind velocity (0.4 m s^{-1}) leads to an initial slow atmospheric loss. Thereby a good quantification of the total

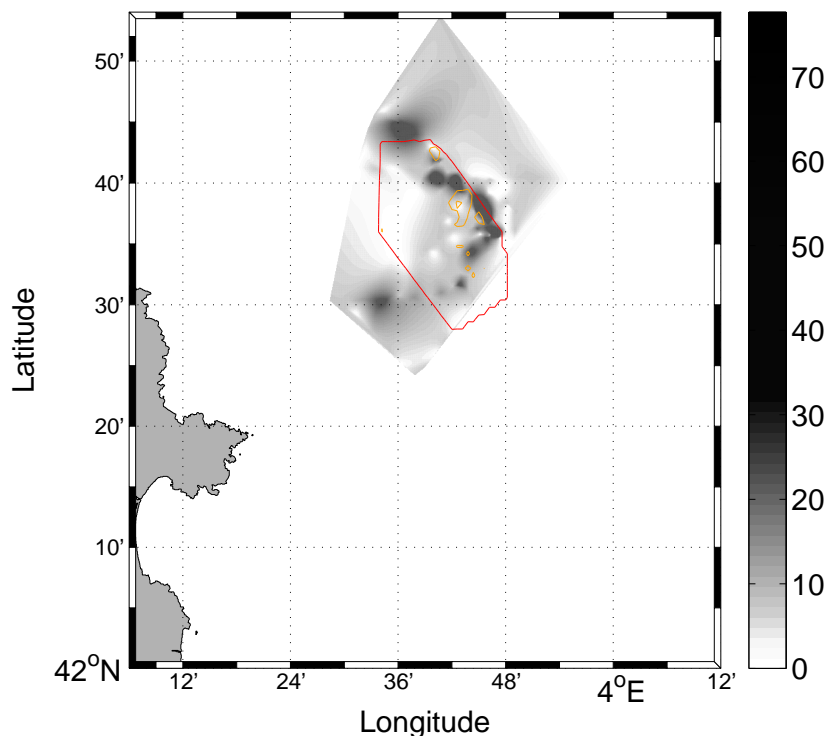


FIGURE 4.9 – Lagrangian maps of *in situ* concentration of SF6 [fmol L^{-1}] for mapping 3. The m/e (in orange) and $m/7.5$ (in red) contour lines indicate the numerical patch center and the numerical total patch area (same as Figure 4.8c), where m is the numerical mapping maximum concentration. The distributions of SF6 are modeled with a diffusion coefficient $K_h = 7.6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$.

amount of SF6 initially added to the surface mixed layer (0.89 mol) is possible. The good match between the theoretical curve due to atmospheric loss and total SF6 mapped (Figure 4.3) indicates a good coverage of the patch during the various mappings. The calculation of the atmospheric loss is made assuming a complete mixing of SF6 inside the mixed layer. Nevertheless, this hypothesis is not consistent with the vertical variation of SF6 concentrations inside the mixed layer (Figure 4.7). For this reason the calculations of the total observed amount of SF6 have been also performed (data not shown) considering the variation of the SF6 inside the mixed layer. The results are analogous to the ones presented, showing that this assumption is not restrictive for this calculation.

Two phases can be distinguished in the temporal evolution of the SF6 patch. The first

phase corresponds to the time between the release and mapping 2 (September 11 - 14, ~67 hours). During this phase, the total patch area initially spreads slowly to cover an area of 45 km^2 with a maximum concentration of SF6 inside the central patch area of 300 fmol L^{-1} . Furthermore, the patch remains coherent despite the sudden increase of wind (maximum wind velocity 25 m s^{-1}). The evolution of the patch geometry, during the strong northwest wind event, shows a stretching of the patch into a filament. The observed horizontal diffusivity coefficient of $7.6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ is in the range of the typical value of $0.5\text{--}25 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ obtained by combining estimates of the strain rate with *in situ* measurements of the patch width (*Ledwell et al., 1998; Stanton et al., 1998; Abraham et al., 2000; Martin et al., 2001*). Since diffusivity coefficients are strongly influenced by local dynamics, our estimates can be more accurately tested by comparing them with coefficients calculated for the same region. During the Latex10 campaign, the analysis of the Lagrangian drifters trajectories, and sections of temperature and salinity across the front, allowed to retrieve an independent series of estimates of the horizontal diffusivity coefficient (*Nencioli et al., soumis*). The average K_h calculated with this method is $4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ with 75% of the values between 0.5 and $5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Thus, the values of K_h , obtained during this campaign with different methods, are coherent with each others. The differences between these values can be due to the dynamics of the area where the K_h is calculated. Indeed, our method allows to calculate a K_h away from strong fronts and the K_h calculated with the method of *Nencioli et al. (soumis)* is applied for a compensated front. The differences between these values can be also due to the horizontal scales at which the values of K_h are computed. The horizontal scales characterized by our method are defined by the width ($2\sigma_w$) of the SF6 patch center equal to 2.5 km . The horizontal scales characterized by the method in *Nencioli et al. (soumis)* are defined by the width of the front between 1 and 4 km.

The second phase of the temporal evolution of the patch corresponds to the time between mapping 2 and mapping 4 (September 14 - 18, ~105 hours). During this phase, the wind velocity decreases suddenly to a value of 4 m s^{-1} (Figure 4.3). After this wind event, the total patch area increases rapidly to cover an area of 290 km^2 (Figure 4.6). The patch geometry evolves differently between mapping 3 and 4 with an increase of

the spatial coverage ($4\pi A/P^2$), characteristic of a more spherical patch (Figure 4.6). Maximum concentrations of SF6 inside the center patch area are much smaller, with values between 45-60 fmol L⁻¹.

The large decrease of SF6 concentration is explained mostly with the strong atmospheric loss which occurred during the first phase. Generally such a decrease can also be related to the loss due to vertical diffusion through the pycnocline. Nevertheless, in our case, z_{pyc} is well marked at 35 m depth and remains constant during all the experiment (Figure 4.7). In the open ocean, the concentration of SF6 is considered vertically homogeneous inside the mixed layer after a period of 4 hours after the release (*Law et al., 2006*), and this assumption is used to calculate the vertical diffusion through the pycnocline (*Law et al., 2003*). However, such assumption is not valid in our case, as evidenced by the vertical profiles of SF6 concentrations on September 14 and 16 (Figure 4.7). Therefore, the vertical diffusion has been evaluated inside the mixed layer with a simple second order central derivative. On the basis of the vertical profiles of SF6, our analysis suggests that the vertical homogenization of the SF6 requires approximately 7 days (Figure 4.7). Another approach, consisting in fitting the data with complementary error functions (*Law et al., 2003*), has been tested but the data are too coarse along the vertical to properly evaluate K_z with this method. Our calculations of K_z give an average value of 1.32 ± 0.79 cm²s⁻¹, indicating relative strong mixing within the mixed layer. This value is in the range (0.1 - 10 cm²s⁻¹) of typical oceanic vertical coefficient diffusivity (*Polzin et al., 1997; Ledwell et Watson, 1991; Ledwell et al., 1993; Ledwell et Bratkovich, 1995*).

The distribution of the tracer on the SST_b satellite image (Figure 4.4) evidences the temporal evolution of the patch relative to the surrounding water. SST_b satellite images were available for mappings 1, 2 and 3 providing information on the dynamic processes around the patch affecting its evolution. The presence of a front originated by the convergence of warmer waters from the Northern Current and colder waters from the shelf has been evidenced by the study of *Nencioli et al. (2011)*. The presence of the front clearly affects the evolution of the patch. The distribution of the tracer along the tongue of cold coastal waters shows its propagation following these cold waters, leaving

the continental shelf of the Gulf of Lion for the Catalan Basin.

The temporal evolution of the numerical patch is compared to the *in situ* patch in order to further test the value of the horizontal diffusion coefficient calculated from the field experiment ($K_h=7.6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$). For mapping 3, the position of the patch is well represented by the Lagrangian model (Figure 4.9). Moreover, the concentrations of SF6 inside the numerical patch are in good agreement with the *in situ* values. The smaller area of the numerical center patch (Figure 4.6) does not imply a contradiction between the model and the observations. Indeed, the steps applied to create the reconstructed velocity domain (interpolation, filtration of inertial oscillations) and its limited area can induce some errors in the advection of particles. This smaller area can be linked also to our assumption that the horizontal diffusivity coefficient is homogeneous in space and stationary in time.

To conclude, the diffusivity coefficients have been estimated from the dynamics of a SF6 patch in a coastal environment. The results are consistent with previous studies in open ocean. Thus, with a good sampling strategy, these methods can be applied successfully in coastal environment. Moreover, the horizontal diffusivity coefficient has been also used and tested in a numerical model in this area. This application, using a conceptual model, has shown a numerical patch consistent with the *in situ* SF6 patch. These calculations allow to characterize the turbulent mixing of the passive tracer, useful for the parametrization of these coefficients in regional hydrodynamic models. In the future, it will be interesting to calculate horizontal and vertical diffusivity coefficients as function of time to test the assumption of stationarity. Such experimental studies are crucial to better understand the role of turbulent mixing in the horizontal diffusion of non-conservative tracers (nutrients, plankton...) in areas with important (sub)mesoscale activity.

4.7 Appendix A : Analytical system used for the analysis of SF6

The analytical system used for the analysis of SF6 is based on a continuous flow purge and trap (PT) extraction followed by gas chromatography separation and detection by electron capture detector (GC/ECD). The analytical system is detailed in Figure 4.10. We did not use vacuum sparge sample extraction, but continuous flow of purified nitrogen for extraction of dissolved gases. The water was sampled with a peristaltic pump in a laboratory sink, where surface water circulated after pumping by the ship for thermosalinometer measurements. The ship pump is situated 3 m under the surface. The PT sampling tubing was installed close to the arrival of the water (in the same bucket), in order to prevent the water from degassing, and in order to minimize dilution effect in the sink. The water flow entering the degassing system was fixed at 50 ml min^{-1} . This flow was adjusted manually in order to keep the degassing system full of water and to insure stability in the extraction efficiency. As the water circulated in the extractor, purified nitrogen (Alpha2 air liquid purified from oxygen, moisture and organic compounds) purged the water at a flow rate of 50 ml min^{-1} . The gas extracted was then desiccated through magnesium perchlorate powder and circulate in 10.47 ml loop. This volume was then injected every 3 min on a cold trap (-100°C ethanol) for three minutes. After three minutes, the trap was isolated (rotation of Va) and immersed in the hot bath ($+100^\circ\text{C}$ boiling water). The trap used was made in a 10 cm, $1/8^e$ inch diameter inox tube full with HayesepD phase. This trap allowed the total trapping of SF6 and CFCs for more than 15 min at -100°C . After 20 s, Vb rotated and the gas trapped were desorbed and injected on a pre-column and on the analytical column for 40 s. After that time, Vb and Va came back to their initial positions. The gas injected was then separated and quantified by the GC/ECD (Perkin Elmer Clarus 500). The precolumn is a PLOT molecular sieve 5A, 1 m long and 0.53 mm diameter. The analytical column is the same but 10 m long. The pre-column protects the column from heavy compounds (VOCs), which could be difficult to

elute. The GC oven was fixed at 70°C. The chromatographic analyze was 3 min long. The SF6 extraction efficiency in continuous flow system was calculated and verified by regular analyses of the same water sampled at the same time by sampling ampoules and analyzed it by classical PT-GC/ECD technique. The yield of extraction usually varied between 70 and 100%, depending on the gas and water flow. For one mapping, the flow meter was accidentally partially blocked and extraction efficiency dropped to 17%. As our analytical system could also determine CFC-12 in the same time, our extraction efficiency was also verified for this parameter, which should stay constant in water (function of temperature and salinity). Standardization of the chromatographic system was realized twice a day, with an air standard (NOAA/CMDL standard, 2006 calibrated air) containing 5.76 pptv of SF6. Air standard was injected in loops with various volumes (0.05 ml to 10 ml), in order to obtain a calibration curve. The calibration was linear from 0.2 fmol to more than 35 fmol. Calibration remained very stable throughout all the campaign.

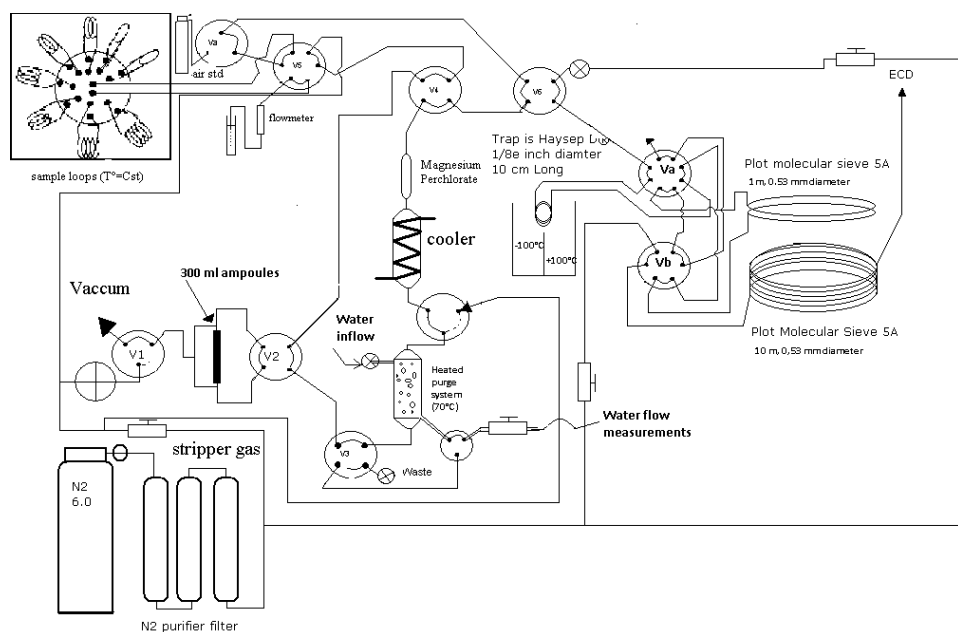


FIGURE 4.10 – Analytical system used for the analysis of SF6 is based on continuous flow purge and trap (PT) extraction followed by gas chromatography separation and detection by electron capture detector (GC/ECD).

4.8 Acknowledgments

The LATEX project was supported by the programs LEFE/IDAO and LEFE/CYBER of the CNRS/INSU-Institut National des Sciences de l'Univers and by the Region PACA-Provence Alpes Côte d'Azur. Francesco Nencioli acknowledges support from the FP7 Marie Curie ACtions of the European Commission, via the Intra-European Fellowship (FP7-PEOPLE-IEF-2011), project Lyapunov Analysis in the COaSTal Environment (LACOSTE-299834). The SST satellite data were kindly supplied by Météo-France. We are warmly grateful to the crews of the R/V Le Suroît and R/V Téthys II for their assistance. We thank Peggy Rimmelin, Anne Desnues and Marlène Ragot for their invaluable help with the SF6. The authors thank Thierry Moutin and David Nerini for precious comments and useful discussions. Marion Kersalé is financed by a MENRT Ph.D. grant.

4.9 Compléments

Durant cette étude, j'ai eu la possibilité d'analyser la dispersion des eaux côtières de la partie occidentale du golfe du lion. Cette analyse est basée sur les données *in situ* recueillies lors de la campagne Latex 2010 (1-24 septembre 2010) à laquelle j'ai participé. Durant cette campagne, j'ai été chargée du traitement des données ADCP en temps quasi-réel. De plus, au retour de la mission, j'ai participé à la rédaction du rapport de campagne (http://hal.archives-ouvertes.fr/docs/00/86/00/07/PDF/LATEX_rapport_de_campagne_Tethys.pdf) et au développement de routines Matlab pour la création du "LATEXtools package" (http://hal.archives-ouvertes.fr/docs/00/85/92/46/PDF/DoglioliRousselet_LATEXtoolsUsersGuide.pdf).

Ces différentes routines ont été utilisées afin de traiter les données de la campagne mais aussi de relâcher le traceur de manière homogène dans un repère lagrangien. La Figure 4.11a montre la trajectoire du bateau et celle de la bouée de référence dans des coordonnées géographiques. Après avoir placé la trajectoire du bateau dans le repère lagrangien de la bouée nous pouvons distinguer la spirale de largage du SF6 effectuée

durant la campagne (Figure 4.11b). La trajectoire du bateau reconstruite dans le repère lagrangien est très proche de l'itinéraire prévu. La superficie de la zone de largage correspond approximativement à un carré d'une aire égale à 28 km^2 . La dimension initiale du patch de traceur, permettant le calcul du coefficient de diffusion horizontale, a été estimée en prenant en compte la longueur de la diagonale de cette zone de largage (7.5 km).

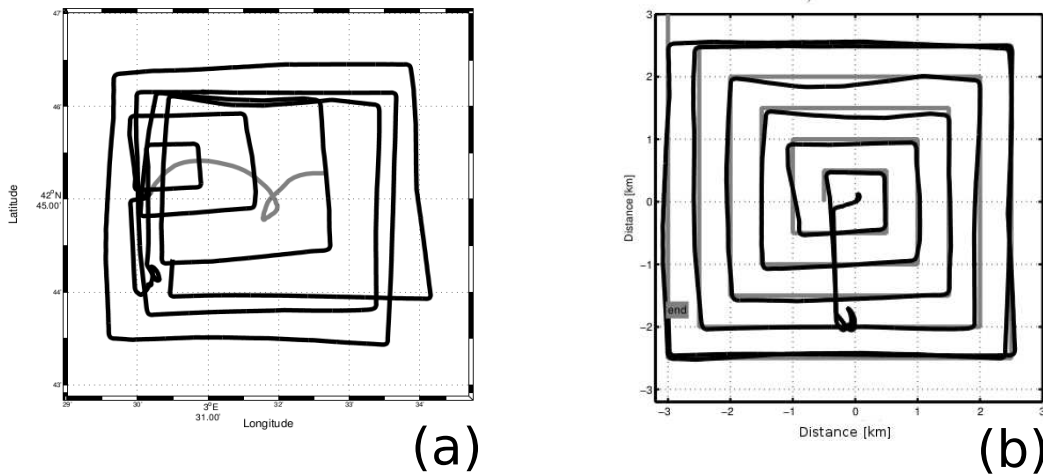


FIGURE 4.11 – Spirale de largage du SF6 pendant la campagne Latex10 : (a) Trajectoires du bateau (noir) et de la bouée de référence (gris) dans des coordonnées géographiques. (b) Trajectoires du bateau attendue (gris) et obtenue (noir) dans le repère lagrangien - Image tirée de *Doglioli et al.* (2013).

Les mesures de SF6 ont ensuite été réalisées pendant quatre cartographies durant chacune approximativement 12 heures et espacées les unes des autres de 2 jours. Ces mesures ont donc permis d'évaluer un coefficient de diffusion sur une échelle temporelle inférieure à 2 jours et sur une échelle spatiale de quelques dizaines de kilomètres.

Afin de visualiser et d'utiliser les différentes mesures de SF6, durant ces 12 heures d'échantillonnage, comme une cartographie instantanée nous avons reconstruit cette distribution dans le repère lagrangien de la bouée de référence et nous avons interpolé ces données. L'interpolation de ces données éparses a été effectuée en utilisant une méthode basée sur la triangulation de Delaunay et les diagrammes de Voronoi (*Sibson, 1981*;

Berg et al., 2008). Le diagramme de Voronoi des points de données x_i ($i = 1, \dots, N$) correspond à une répartition spatiale. Chaque point de mesure x_i est entouré d'un polygone convexe $V(x_i)$ (ligne noire - Figure 4.12), appelé cellule de Voronoi et défini comme un ensemble de points qui sont plus proches de x_i que de n'importe quel autre point. Pour déterminer les "voisins naturels" d'un point d'interpolation x (point rouge - Figure 4.12), on peut imaginer que ce point est inséré virtuellement dans le diagramme de Voronoi. Cette insertion virtuelle modifie le diagramme de Voronoi original et crée une nouvelle cellule de Voronoi $V(x)$ (zone orangée - Figure 4.12).

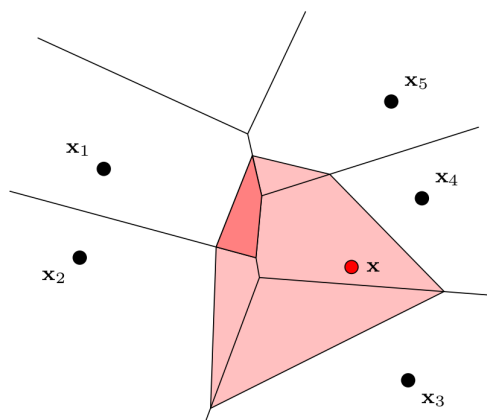


FIGURE 4.12 – Diagramme de Voronoi afin d'interpoler la valeur au point x (point rouge). Les cellules de Voronoi sont représentées par les lignes noires. La nouvelle cellule de Voronoi $V(x)$ due à l'insertion du point x est colorée en orange. La zone orange plus foncée correspond à l'aire (a_1) correspondant au voisin naturel x_1 - Image tirée de *Liang et Hale (2010)*.

La valeur de SF6 en ce nouveau point d'interpolation x est calculée en utilisant les valeurs en ses "voisins naturels" pondérées par les aires d'intersection correspondantes :

$$f(x) = \frac{\sum_i^N a_i \cdot f(x_i)}{\sum_i^N a_i} \quad (4.15)$$

L'aire (a_1) correspondant au voisin naturel x_1 peut être visualisée sur la Figure 4.12 par la zone orange plus foncée.

Une fois ces cartographies réalisées, la longueur ($2\sigma_l$) et la largeur ($2\sigma_w$) du patch de SF6 ont été estimées en ajustant une gaussienne ellipsoïdale à la distribution horizontale de SF6 (*Abraham et al., 2000*). Pour cela nous avons utilisé une méthode d'optimisation non-linéaire et sans contrainte (*Lagarias et al., 1998*). Cette méthode permet de minimiser la distance entre une fonction (dans notre cas une gaussienne ellipsoïdale - Figure 4.13) et les points expérimentaux. Pour cela nous avons défini, dans un premier temps, l'équation

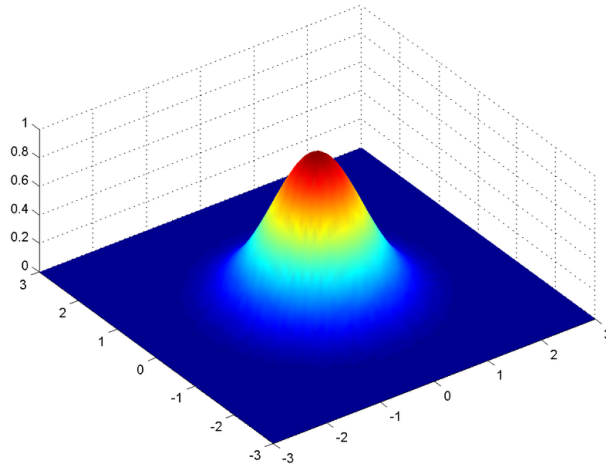


FIGURE 4.13 – Fonction gaussienne ellipsoïde en 3D.

de la fonction g à minimiser :

$$g(x, y) = A \exp -[a(x - x_0)^2 + 2b(x - x_0)(y - y_0) + c(y - y_0)^2] \quad (4.16)$$

et les constantes associées :

$$\begin{cases} a = \frac{\cos^2 \theta}{2\sigma_x^2} + \frac{\sin^2 \theta}{2\sigma_y^2} \\ b = -\frac{2 \sin 2\theta}{4\sigma_x^2} + \frac{\sin 2\theta}{4\sigma_y^2} \\ c = \frac{\sin^2 \theta}{2\sigma_x^2} + \frac{\cos^2 \theta}{2\sigma_y^2} \end{cases} \quad (4.17)$$

La fonction g dépend non-linéairement de six paramètres : l'amplitude A (quantité totale de SF6), les coordonnées du centre de l'ellipse (x_0, y_0) , le grand axe et petit axe de l'ellipse (σ_l, σ_w) et l'angle d'orientation de l'ellipse θ . L'algorithme d'optimisation est ensuite utilisé afin de trouver le minimum de cette fonction scalaire en faisant varier

les six paramètres. Au vu de la faible résolution spatiale des données, cette méthode mathématique robuste semble convenir à une estimation précise de la taille de l'ellipse.

Afin d'effectuer les différents calculs présentés dans ce chapitre, il a été nécessaire de faire certaines approximations. Cette étude étant une des premières en milieu côtier, nous avons utilisé des modèles existants adaptés à la dispersion d'un traceur dans un environnement hauturier.

La première approximation consiste à considérer le traceur comme homogène dans la couche de mélange afin d'appliquer un modèle de perte atmosphérique. Cette approximation a été testée en tenant en compte la variance des concentrations de SF6 pour les trois profils de mesure ; le calcul a été fait avec la valeur moyenne en SF6 dans la couche de mélange (Figure 4.3) mais aussi avec les valeurs minimales et maximales, un trait étant tracé sur la Figure 4.14 entre les valeurs obtenues. Nous pouvons voir que cette hypothèse

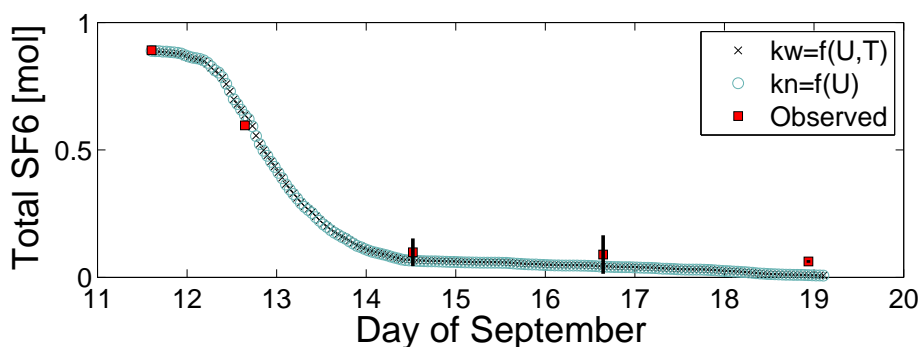


FIGURE 4.14 – Même figure que la Figure 4.3-a avec l'ajout des barres d'erreurs (traits noirs) associées à l'hypothèse d'homogénéité dans la couche de mélange.

n'a pas une grande influence sur les quantités de SF6 mesurées à chaque cartographie. On n'observe pas de barres d'erreur à la première (12 septembre) et dernière (19 septembre). Le 12 septembre, faute de temps, il n'a pas été effectué de profil vertical. Ce qui aurait été très intéressant car c'est lors de la première cartographie que les pertes atmosphériques sont les plus importantes. Pendant la dernière cartographie, le 19 septembre, il n'y a pas de barre d'erreur visible car les concentrations de SF6 sont homogènes dans la couche de mélange.

Concernant le calcul du coefficient de diffusion horizontal (K_h), la méthode d'*Abraham (1998)* qui considère le patch du traceur comme un filament à l'équilibre entre étirement du à l'advection et diffusion horizontale a été utilisée. Cet état d'équilibre a permis de trouver une solution analytique à l'équation d'évolution du traceur. Cette solution n'ayant été vérifiée que dans le cas où le traceur n'était soumis à aucune perte, les termes de puits ont été négligés pour notre calcul. Il serait intéressant d'approfondir cette hypothèse dans le contexte d'un traceur non-conservatif. À notre connaissance, la seule étude ayant utilisé un traceur non conservatif dans un environnement côtier est celle de *Wanninkhof et al. (1997)* portant sur la dispersion de SF6 sur le plateau ouest de la Floride. Dans cette étude, les mêmes hypothèses ont été appliquées afin de déterminer un coefficient et une échelle de diffusion à partir de la variance des concentrations de SF6 sur l'axe mineur et majeur du patch. De manière similaire à notre étude, la perte atmosphérique a été quantifiée mais n'a pas été prise en compte dans le calcul de ces coefficients de diffusion. En ce qui concerne le coefficient de diffusion vertical (K_z), il a été imposé un coefficient constant dans la couche de mélange. Il serait donc intéressant de poursuivre ces analyses en calculant un profil de K_z en fonction de la profondeur. Néanmoins une meilleure résolution d'échantillonnage sur la verticale est nécessaire afin d'évaluer avec précision ce coefficient.

Pendant cette étude, j'ai également mis en place une expérience lagrangienne (lâchers de bouées numériques) dans les champs interpolés des composantes horizontales de la vitesse mesurées par les ADCPs des deux navires de recherche.

Avant de réaliser cette expérience lagrangienne, j'ai filtré chaque composante de la vitesse horizontale pour retirer le signal des oscillations d'inertie. Le signal des oscillations d'inertie a été retrouvé à partir de la position des bouées lagrangiennes relâchées pendant la campagne et avec la méthode de Nencioli et al. (en prep.). Cette méthode consiste à calculer les composantes zonale et méridionale de la vitesse du courant à partir de la position des bouées, et d'effectuer une moyenne glissante sur 17.5 heures sur ces composantes afin de retrouver le signal des oscillations d'inertie (courbe bleue - Figure 4.15). Afin de vérifier la cohérence du signal, j'ai effectué également une moyenne glissante sur

17.5 heures des composantes de la vitesse issues de l'ADCP du Suroît et du Téthys II (courbes rouge et noire respectivement - Figure 4.15). Nous pouvons voir que les différentes courbes ont une tendance similaire, prouvant la cohérence du signal des oscillations d'inertie.

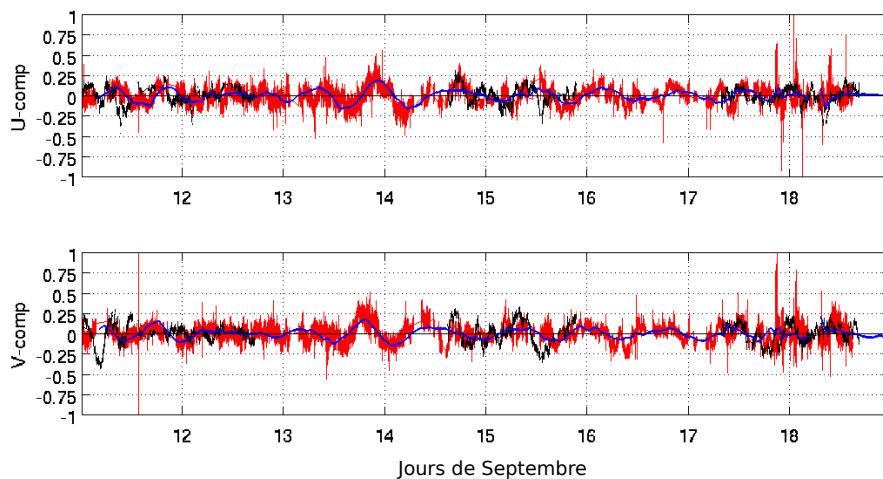


FIGURE 4.15 – Moyenne glissante sur 17.5h des composantes zonale (U-en haut) et méridionale (V-en bas) issues des données ADCP du Suroît (rouge), du Téthys (noir), et des vitesses issues de la trajectoire des bouées (bleu).

Après avoir réalisé le filtrage des oscillations d'inertie et l'interpolation des données, nous avons obtenu quatre champs de vitesse utilisés afin d'advecter les particules numériques (Figure 4.8). Avant de réaliser l'expérience numérique avec 10 000 particules relâchées dans ces champs de vitesse, un test avec cinq bouées a été effectué afin de comparer les trajectoires de ces bouées avec la trajectoire *in situ* de la bouée de référence. Nous pouvons observer que les bouées numériques se déplacent de façon similaire à la bouée de référence (Figure 4.16). Cette cohérence spatiale et temporelle nous a conforté dans la bonne représentation des champs de vitesse et dans la poursuite de ces expériences lagrangiennes permettant de tester le coefficient horizontal de diffusion. Ces expériences n'ont jamais été effectuées, à notre connaissance, dans une autre zone d'étude.

Ces expériences lagrangiennes pourraient être complétées en réalisant différents tests

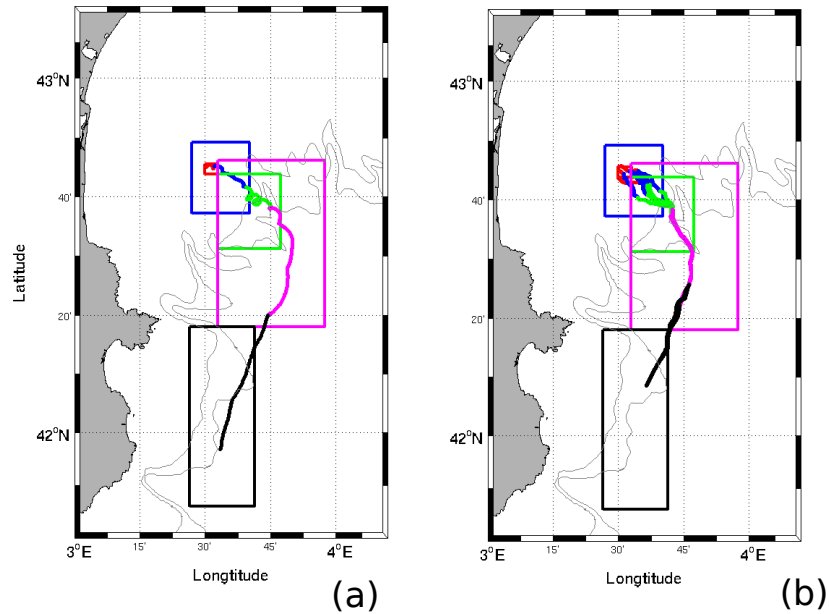


FIGURE 4.16 – Trajectoire de la bouée de référence *in situ* (a) et de cinq bouées numériques dans les champs de vitesse obtenus par interpolation des données ADCP filtrées (b). Les couleurs sont associées à la trajectoire jusqu'à la fin du largage (rouge), jusqu'à la cartographie 1 (bleu), la cartographie 2 (vert), la cartographie 3 (violet) et la cartographie 4 (noir). Les rectangles représentent la zone de largage et les zones de mesures de chaque cartographie.

de sensibilité. Un premier test pourrait être effectué en faisant varier K_h sur une large gamme de valeurs. En dehors de l'expérience lagrangienne réalisée (section 4.5.2) avec $K_h = 7.6 m^2 s^{-1}$, j'ai testé deux autres valeurs : 4 et $14 m^2 s^{-1}$, la première étant la valeur moyenne de K_h calculée dans la méthode de *Nencioli et al.* (soumis) et la deuxième quasiment égale au double de la valeur obtenue précédemment. Les résultats obtenus (Figure 4.17) montrent que l'accord le meilleur pour la troisième cartographie est sans le moindre doute obtenu pour la valeur $K_h = 7.6 m^2 s^{-1}$; le K_h plus petit (plus grand) produisant un patch trop petit (réciproquement trop grand). Un deuxième test de sensibilité pourrait être réalisé sur le filtrage des oscillations d'inertie. En effet, nous avons filtré chaque composante de la vitesse issue de l'ADCP avec la valeur moyenne du signal des oscillations d'inertie pour toutes les bouées relâchées pendant la campagne.

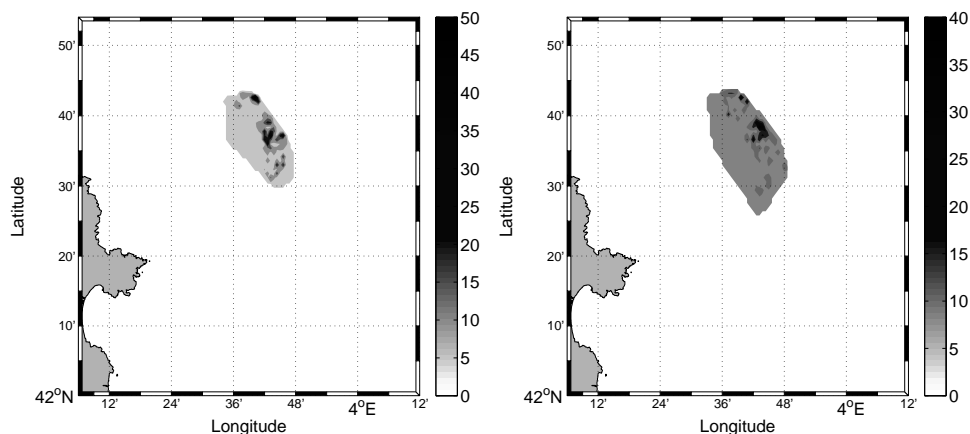


FIGURE 4.17 – Cartes de la concentration de SF6 [fmol L⁻¹] modélisée pour la troisième cartographie avec un coefficient de diffusion K_h égal à $4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (a) et à $14 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (b).

Ces expériences pourraient être réalisées dans la gamme de la déviation standard associée à ce signal.

Nous avons également montré que la présence d'un front affectait l'évolution du patch de traceur. Afin de mieux visualiser l'évolution de ce front, des cartes successives, entre le 8 et 15 septembre, de la température de surface et des trajectoires des bouées lagrangiennes relâchées pendant la campagne Latex10 peuvent être visualisées sur la Figure 4.18. Les 3 bouées déployées avant le 8 Septembre étaient ancrées à 50 m de profondeur, alors que les 9 bouées larguées le 12 septembre dans la partie occidentale du golfe de Lion l'étaient à 15 m de profondeur. Les évolutions temporelles de la température et de la trajectoire des bouées ont été analysées par *Nencioli et al.* (soumis). Ils ont montré qu'à partir du 8 Septembre, les eaux plus chaudes originaires de la partie orientale du golfe sont advectées vers l'ouest le long du talus continental (Figure 4.18a,b). Les trajectoires des bouées dérivantes à l'ouest du plateau continental indiquent qu'au cours de la même période, les eaux froides du plateau sont advectées vers le sud (Figure 4.18c). La convergence entre ces eaux chaudes orientales avec ces eaux plus froides occidentales conduit à la formation du front, observé au cours de la campagne Latex10 (Figure 4.18c,d - Front entre 16 et 17°C passant par le point 4°E et $42^\circ30'\text{N}$).

En plus des expériences lagrangiennes à partir des données issues de l'ADCP, j'ai éva-

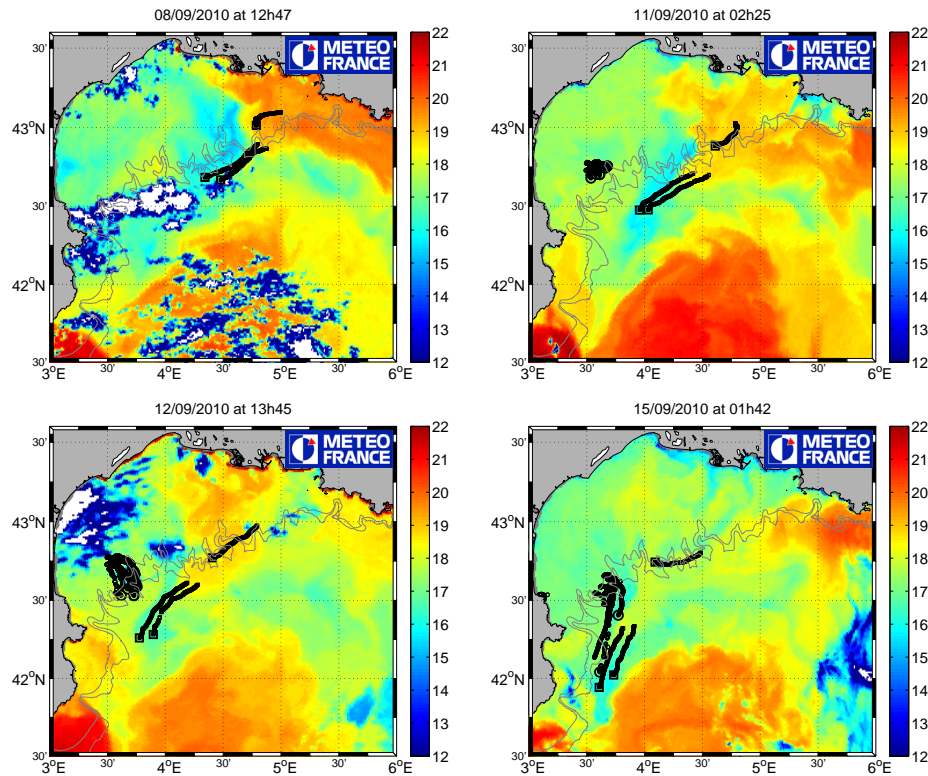


FIGURE 4.18 – Trajectoires des bouées relâchées durant la campagne Latex10 superposées aux images de température de surface de l’eau. Les positions des bouées sont associées à une image s’ils se situent ± 36 heures à l’image correspondante - Image tirée de (*Nencioli et al., soumis*).

lué les sorties de différents modèles hydrodynamiques (Symphonie, Glazur, MFS, Mercator) afin de retrouver dans les sorties numériques la génération de ce front. Cette analyse a été entreprise afin de répéter les simulations lagrangiennes mais avec les champs de modèles numériques réalistes. Le modèle Symphonie est caractérisé par une résolution spatiale de 1 km avec comme conditions initiale et aux frontières les données du modèle MFS ayant une résolution spatiale de $1/8^\circ$. Le modèle Glazur est une configuration régionale du modèle NEMO avec une résolution de $1/64^\circ$. Ce modèle a comme conditions initiale et aux frontières les données du modèle Mercator (PSY2V3) avec une résolution spatiale de $1/12^\circ$. Nous pouvons voir sur la Figure 4.19, une image instantanée de la température et des champs de vitesse à 19 m de profondeur le 12 Septembre 2010. Dans

les sorties des quatre modèles, nous n'avons pas pu identifier une situation similaire à celle observée *in situ*. En effet, dans les sorties du modèle Symphonie (Figure 4.19a), du modèle Glazur (Figure 4.19b) et du modèle MFS (Figure 4.19c) des circulations anticycloniques sont présentes à l'ouest du golfe du lion. La situation la plus proche de celle observée en mer est visible sur la sortie du modèle Mercator (Figure 4.19d). En effet, on peut observer à cette période la présence d'un front ce jour-là. Néanmoins la localisation spatiale et la persistance de ce front ne sont pas cohérentes avec ce qui a été observé *in situ*.

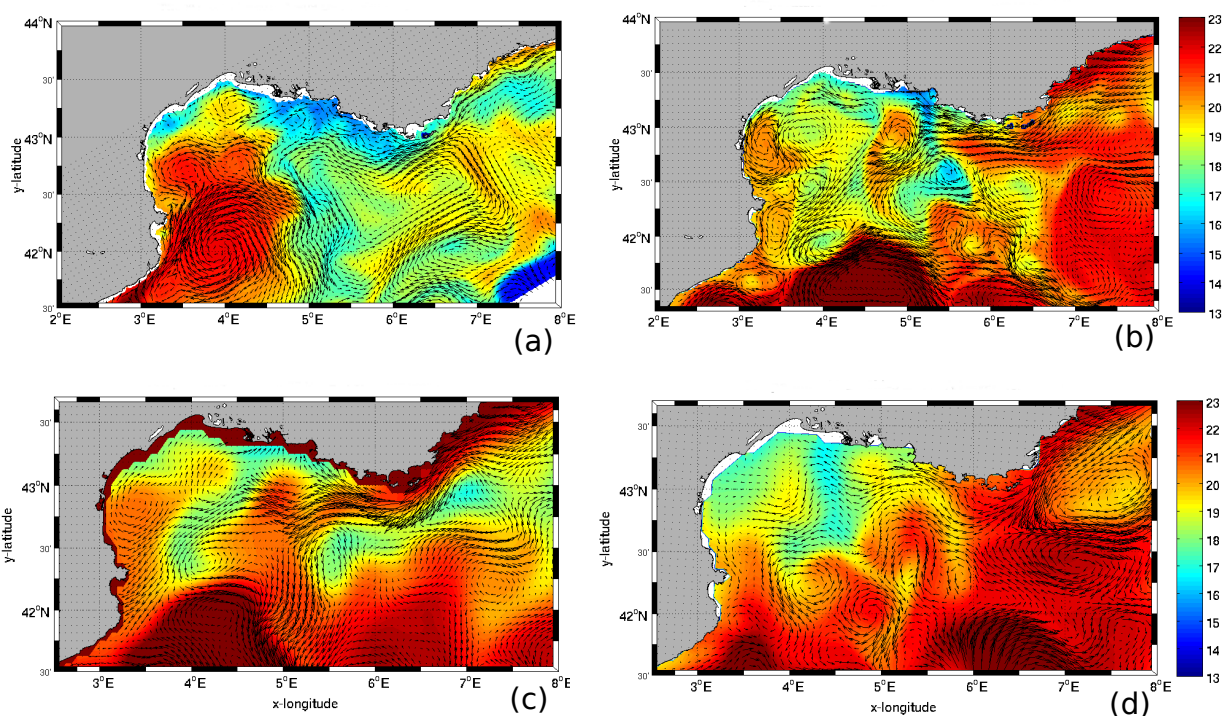


FIGURE 4.19 – Champs de température et vecteurs de courant à 19 mètre de profondeur le 12 Septembre 2010 issues des sorties du modèle Symphonie (a - 1 km de résolution), Glazur (b- $1/64^\circ$ de résolution), MFS (c- $1/8^\circ$ de résolution) et Mercator (d- $1/12^\circ$ de résolution).

Ces modèles ont pourtant montré leurs capacités de reproduire des situations observées en mer dans diverses études (*Hu et al.*, 2009, 2011b; *Kersalé et al.*, 2013; *Guihou et al.*, 2013). Il serait donc intéressant de trouver le facteur responsable de cette divergence

afin de trouver une meilleure configuration capable de reproduire la situation particulière observée pendant la campagne Latex10.

Conclusions et Perspectives

Sommaire

5.1 Conclusions	132
5.2 Perspectives	136

Les structures de (sub)méso-échelle sont omniprésentes dans l’océan mondial. Leur étude s’est fortement développée depuis le milieu du XX^{ème} siècle mais de nombreuses questions restent encore ouvertes. En effet, la caractérisation de ces structures demeure encore un défi dû à leurs caractères éphémères et locaux entraînant une grande difficulté d’échantillonnage en mer. Les objectifs de cette thèse étaient de décrire et de caractériser la dynamique de ces structures dans diverses zones d’études. Cette caractérisation englobe leurs processus de génération, leurs évolutions et leurs impacts sur le milieu environnant, notamment via l’analyse de processus de diffusion et d’étirement dans une zone côtière. Nos objectifs ont pu être atteints en utilisant conjointement des mesures *in situ* collectées durant diverses campagnes en mer, des observations satellitales et la modélisation numérique. La combinaison de ce type de données nous a permis une meilleure compréhension et une analyse plus approfondie de processus observés en mer et reproduits par les modèles.

5.1 Conclusions

Avant de faire une synthèse des différentes avancées apportées par ce travail de thèse, nous ferons un point sur les différentes stratégies d'échantillonnage mises en œuvre lors de campagnes en mer et sur les techniques utilisées pour déterminer les caractéristiques des structures de (sub)méso-échelle.

Dans un premier temps, ces structures ont pu être suivies en temps quasi-réel grâce à l'analyse d'images satellites. En effet, avant et au cours d'une campagne en mer, des images de couleur de l'océan et de température de surface ont été à notre disposition. La combinaison de ces données ont souvent permis de détecter de façon fiable les structures physiques comme les tourbillons ou les filaments. Cette première identification peut aider à la mise en place d'une stratégie d'échantillonnage. Pour l'étude d'un tourbillon, l'analyse d'images satellites a permis d'effectuer une fois en mer un premier trajet (une radiale) avec le navire de recherche à travers la structure. Lors de cette radiale, les mesures des composantes horizontales des vitesses, issues de l'ADCP et traitées avec la méthode de *Nencioli et al. (2008)*, ont permis une estimation précise du centre du tourbillon. Ces techniques ont été utilisées lors de la campagne en mer Latex09 (*Kersalé et al., 2013*). Il a été cependant nécessaire de coupler ces mesures hydrologiques et courantologiques avec des mesures lagrangiennes. En effet, l'utilisation de flotteurs lagrangiens ou de traceurs inertes peut permettre de suivre une masse d'eau ou une structure. Les positions des flotteurs lagrangiens, reçues en temps quasi-réel, peuvent également confirmer la présence ou non d'une structure. Par exemple, la trajectoire d'une bouée en forme de boucle (deux ou plusieurs boucles successives) prouve que celle-ci, après vérification qu'il ne s'agit pas d'une oscillation d'inertie (*Petrenko, 2003; Petrenko et al., 2008*), est piégée dans une structure tourbillonnaire (*Richardson, 1993*). Par ailleurs, l'utilisation d'un traceur inerte, comme par exemple l'hexafluorure de soufre (SF₆), peut fournir des informations clés sur des phénomènes de diffusion. Seules les mesures collectées dans le cadre d'un référentiel lagrangien permettent de corriger le budget d'un traceur de l'effet de l'advection, et ainsi d'estimer ce budget précisément. Cette approche a été utilisée avec succès lors

de la campagne en mer Latex10 grâce au développement d'un système de navigation lagrangienne (*Doglioli et al., 2013*).

Après ces campagnes océanographiques, le traitement et l'analyse d'un large ensemble de données ont été effectués. Cette exploitation a permis de définir de nombreuses caractéristiques des structures échantillonnées. Par exemple, l'analyse des trajectoires de flotteurs lagrangiens, piégés dans une structure tourbillonnaire, nous donne sa période de rotation et sa vitesse de translation. Ces caractéristiques ont été calculées pour le tourbillon échantillonné durant la campagne Latex09 (*Kersalé et al., 2013*). De plus, la taille (diamètre) du tourbillon a été évaluée grâce à l'évolution, en fonction de la distance au centre du tourbillon, à la fois des vitesses tangentielles et de la température de surface. Il a été ainsi mis en évidence que le tourbillon tournait comme un corps en rotation solide. Une succession de profils verticaux de masse volumique permet une deuxième détermination du diamètre d'un tourbillon, la limite extérieure du tourbillon étant déterminée par l'aplatissement des lignes d'égale masse volumique. *Dickey et al. (2008)* ont utilisé cette méthode de calcul lors de l'analyse des données de la campagne E-FLUX dans l'archipel hawaïen. Enfin, l'extension verticale du tourbillon est obtenue en analysant conjointement une section verticale des vitesses tangentielles et les profils verticaux de température et de fluorescence le long de cette section.

L'exploitation des données *in situ* peut être approfondie grâce à la mise en place de modèles numériques. Les caractéristiques des tourbillons numériques peuvent être retrouvées en appliquant les mêmes méthodes de détermination. Cette approche a été appliquée dans l'étude de tourbillons autour de l'archipel d'Hawaii (*Kersalé et al., 2011*) et dans l'étude d'un tourbillon du Golfe du Lion (GdL), milieu beaucoup moins profond (*Kersalé et al., 2013*).

Deux modèles résolvant les équations primitives, avec des systèmes de fermeture turbulente différents, et un modèle lagrangien ont été utilisés lors des analyses.

Premièrement, la version IRD (Institut de Recherche pour le Développement) du modèle ROMS (Regional Ocean Modeling System) a été utilisée pour l'étude de la circulation autour de l'archipel hawaïen (*Kersalé et al., 2011*). Les simulations ont été réalisées sur 10

ans en considérant comme forçages atmosphériques différentes climatologies mensuelles, répétées chaque année comme un forçage type. Ces expériences numériques ne permettent pas de simuler un tourbillon précis, échantillonné pendant une campagne à un instant donné. Néanmoins, le code numérique a l'avantage d'être modulable et chaque forçage peut être isolé afin d'examiner son impact. De plus, la comparaison des caractéristiques d'un tourbillon échantillonné en mer avec celles d'un tourbillon numérique similaire permet de valider ou non une simulation et de mettre en avant le/les forçages dominants.

Deuxièmement, le modèle SYMPHONIE a été utilisé pour l'étude des tourbillons anticycloniques du GdL, en particulier celui correspondant au tourbillon échantillonné pendant la campagne Latex10 (*Kersalé et al., 2013*). Cette simulation a été réalisée en prenant en compte des forçages atmosphériques issus du modèle météorologique Aladin (Météo-France) et des débits des rivières fournis par des banques hydrologiques (Compagnie Nationale du Rhône). Si le modèle reproduit une structure similaire, cette structure pourra être assimilée à la structure échantillonnée. Une étude plus approfondie des données pourra ainsi être effectuée pour appréhender le processus de génération de la structure et sa dynamique post-génération. À partir des champs de vorticité relative issus du modèle, l'utilisation d'une méthode de détection et de suivi de structures dynamiques cohérentes basée sur une analyse en ondelettes (*Doglioli et al., 2007*) nous a fourni une information fiable sur les caractéristiques et le devenir du tourbillon.

Troisièmement, un modèle lagrangien a été utilisé dans l'étude de la dynamique d'un traceur, en l'occurrence le SF6, relâché dans le GdL (*Kersalé et al., soumis*). Ce modèle permet une validation et/ou une compréhension des données issues des campagnes. En effet, l'utilisation du modèle a permis de comprendre l'évolution globale du traceur mais aussi de tester les calculs de coefficients de diffusion obtenus à partir des données de terrain.

La combinaison des données *in situ* et des données de modélisation est donc le fondement des études entreprises au cours de cette thèse. Leur complémentarité nous a permis de répondre aux questions scientifiques que nous avons soulevées concernant la prédomi-

nance de certains forçages dans la génération de structures de méso-échelle et l'évaluation de leurs dynamiques et de leurs impacts sur la dispersion des eaux côtières.

L'archipel hawaïen

Cet archipel a une grande influence sur les circulations océanique et atmosphérique dans cette zone du Pacifique (*Lumpkin, 1998; Chavanne et al., 2002*). En effet, l'effet topographique va provoquer une séparation du NEC (North Equatorial Current) et l'effet orographique une canalisation du vent entre les îles. La réalisation de nombreuses simulations a permis de mettre en évidence l'importance du forçage du vent, du courant et de la topographie (*Kersalé et al., 2011*). L'effet cumulatif de ces trois forçages dans la génération de tourbillons de méso-échelle a été démontré. Les effets du rotationnel du vent (via le pompage d'Ekman) se sont avérés dominants dans l'intensité des tourbillons hawaïens. Notre étude a démontré que la résolution spatiale des données de forçage atmosphérique est capitale si l'on veut reproduire des niveaux d'énergie cinétique et de vorticité réalistes.

Le golfe du Lion

L'analyse de la prédominance de ces différents forçages sur la génération de tourbillons de méso-échelle a également été entreprise dans le Golfe du Lion (GdL), zone côtière fortement influencée par le vent, la topographie et les courants. En effet, à l'ouest du GdL, les présences conjointes d'un vent fort et d'une forte stratification sont considérées comme les deux conditions nécessaires à la génération des tourbillons anticycloniques (*Hu et al., 2011b*). Cependant, l'analyse des sorties du modèle SYMPHONIE nous a permis d'identifier un nouveau processus de génération de certains de ces tourbillons (*Kersalé et al., 2013*). En effet, les résultats numériques suggèrent que le tourbillon Latex09 est issu d'une circulation anticyclonique qui s'étend sur une grande partie de la zone côtière. Cette circulation interagit ensuite avec un méandre du Courant Nord (CN). Cette interaction induit une séparation de cette circulation en deux tourbillons différents, l'un situé dans le GdL et l'autre dans le bassin catalan. La dynamique post-génération du tourbillon est également appréhendée par le modèle. Par exemple une dizaine de jours après la formation des tourbillons, une collision du tourbillon du GdL avec le cap Creus mène à la formation d'une structure transitoire. Cette structure a été également détectée *in situ*

à partir de l'analyse des trajectoires des bouées lagrangiennes. Son déplacement conduit à un transfert de masse du GdL vers le plateau catalan.

L'étude menée lors de la campagne Latex10 a permis d'évaluer le mélange turbulent grâce à l'évolution d'un traceur, un gaz inerte, dans le golfe (*Kersalé et al., soumis*). Un vent intense soufflant les trois premiers jours de l'expérience a induit une perte atmosphérique de SF6 notable. Cet échange de gaz de l'océan vers l'atmosphère a été quantifié et validé. Les échanges avec les eaux plus en profondeur sont en revanche limités à cause de la présence d'une forte stratification. Une fois ces conditions aux frontières évaluées, les coefficients de diffusion horizontaux et verticaux ont été déterminés dans la couche de surface. La présence d'un front sur le plateau continental a été observée durant cette campagne (*Nencioli et al., 2011*). Ce front va fortement influencer l'évolution temporelle du traceur en induisant une propagation de celui-ci du côté de son bord interne et une sortie du plateau. Ces résultats montrent clairement l'importance des structures de (sub)méso-échelle, à la fois le tourbillon de méso-échelle, la structure transitoire de subméso-échelle et le front, sur la régulation des échanges dans cette région.

5.2 Perspectives

Cette thèse a apporté des éléments nouveaux à notre connaissance de la variabilité de méso-échelle et de subméso-échelle dans deux sites d'étude différents.

Un plan d'étude identique peut être appliqué à divers lieux ayant une dynamique similaire. En effet, la génération des tourbillons en aval d'îles a été observée dans de nombreuses régions comme les îles des Canaries (*Aristegui et al., 1994; Sangrà et al., 2007*) ou le Cap Vert (*Chavanne et al., 2002*). Ces archipels étant soumis à des forçages identiques que l'archipel hawaïen, des simulations numériques similaires pourraient venir en complément de notre étude. On pourrait ainsi évaluer la prédominance de chaque forçage selon la zone d'étude.

De plus, ces tourbillons pouvant persister sur de longues périodes, leur impact local et régional sur l'écosystème est significatif. Le rôle de ces structures a suscité un intérêt crois-

sant en vue de leur enrichissement biologique et de leur effet de rétention. Après avoir caractérisé leurs processus de génération, il serait intéressant de poursuivre ces analyses en examinant leurs effets sur la redistribution de traceurs ou sur la connectivité entre régions. Des études de connectivité ont déjà été développées afin de comprendre l'influence de structures de méso-échelle sur le transport de particules. Dans l'étude récente de *Vaz et al.* (2013), ce transport a été analysé autour de l'archipel hawaïen. Leurs résultats ont montré que les tourbillons de méso-échelle augmentent fortement la connectivité entre les populations situées des deux côtés des îles.

Pour quantifier cette connectivité, il serait intéressant d'utiliser des configurations identiques à celles implémentées lors de notre étude sur la circulation autour de l'archipel hawaïen en ajoutant un traceur passif aux expériences numériques. On pourrait tout d'abord quantifier le transport associé aux structures de méso-échelle mais aussi évaluer les échanges latéraux de ces structures avec le milieu environnant. La présence de nombreux tourbillons dans cette zone permettrait de caractériser ces échanges en considérant les différentes caractéristiques des tourbillons (vitesses de rotation ou de translation différentes). À partir de ces simulations, les différents modèles conceptuels des tourbillons (système fermé ou système ouvert) pourraient être testés.

Pour aller plus loin dans cette étude, le modèle ROMS pourrait être couplé avec un modèle "simple" biogéochimique comme le modèle NPZD (*Gruber et al.*, 2006) ou un modèle plus complexe comme le modèle PISCES (*Aumont*, 2005). Ce couplage permettrait d'analyser en détails la réponse biogéochimique à l'intérieur de différents tourbillons ou sur le milieu environnant lors de leurs déplacements.

Le transport, la connectivité et la dispersion des masses d'eau par la variabilité de méso-échelle devraient être envisagées à proximité des îles mais aussi en régions côtières. En effet, dans ces eaux côtières, ces processus sont des phénomènes majeurs pour la préservation de la biodiversité et la gestion des pêches. En Méditerranée, dans le cadre du projet Fishconnect, le degré de connectivité entre Aires Marines Protégées (AMP) a été quantifié (*Andrello et al.*, 2013). Néanmoins l'impact de structures de méso-échelle reste encore imprécis et pourrait modifier cette connectivité.

Des campagnes pourraient également être mises en place afin d'étudier l'évolution de ces structures tourbillonnaires côtières, leur interaction éventuelle avec les courants ou les panaches fluviaux et leur impact sur l'activité biologique et sur le transfert de matière côte-large. Une stratégie d'échantillonnage, identique à celle mise en place pendant la campagne Latex10, pourrait être appliquée dans ce genre d'étude. Un tourbillon de méso-échelle pourrait être suivi avec des flotteurs lagrangiens et un traceur, comme le SF6, en parallèle à des stratégies plus classiques : mesures en continu à l'aide d'ADCPs de coque, mesures en route de la concentration en SF6 et mesures d'autres paramètres biogéochimiques. Le suivi lagrangien d'une structure de méso-échelle avec ces mesures couplées physique-biogéochimiques nécessiterait idéalement la présence de trois navires de recherche pour que chacun concentre son échantillonnage aux petites, moyennes et grandes échelles respectivement. Cet échantillonnage réalisé sur différentes gammes d'échelles spatiales a été mis en place lors du projet interdisciplinaire "Coastal Mixing and Optics experiment" (*Dickey et Williams, 2001*). L'échantillonnage et la couverture spatiale ainsi optimisés pourraient servir à l'implémentation de modèles lagrangiens, avec comme forçage les champs interpolés horizontaux des composantes de la vitesse mesurée par l'ADCP des trois navires de recherche.

La stratégie d'échantillonnage développée pour la campagne Latex10 s'est avérée particulièrement appropriée pour obtenir une caractérisation précise des structures de (sub)méso-échelle côtières, qui contrôlent le transport côte-large ou entre régions côtières. Cette approche gagnerait à être complétée par l'application d'un outil diagnostique lagrangien du type Ariane (*Blanke et Raynaud, 1997*). Cet outil permettrait d'estimer le temps de résidence des eaux sur le plateau, l'influence de la présence des tourbillons, et enfin les échanges des masses d'eau.

L'ensemble de ces études permettrait de mieux comprendre et quantifier l'impact de processus de méso- et de subméso-échelle (intrusions, tourbillons, structures transitoires, fronts) sur les échanges inter-régionaux de matière et d'énergie dans le GdL, échanges pouvant avoir de forts impacts sur les systèmes biogéochimiques et biologiques.

Enfin en support aux mesures *in situ* et à la modélisation numérique, les données issues

de la télédétection spatiale pourraient fournir une information synoptique de surface sur les vitesses, la position et la taille des structures dynamiques tourbillonnaires (altimétrie/SST). L'utilisation de données de couleur de l'eau pourrait permettre d'estimer la concentration de chlorophylle en surface. Les structures mises en évidence par les traceurs chlorophylle et SST pourraient être ainsi comparées aux courants horizontaux dérivés de l'altimétrie satellite et de mesures issues de la modélisation. Cependant les champs de vitesse issus des satellites altimétriques manquent de précision dans les zones proches des côtes. Ce facteur limitant important pourrait nuire à la précision de l'analyse de transport basée sur l'altimétrie. Par conséquent, l'amélioration des vitesses altimétriques dans les régions côtières grâce au développement de nouveaux produits altimétriques régionaux ou le développement de nouveaux capteurs altimétriques haute résolution (tel celui de la future mission SWOT - Surface Water Ocean Topography), promettent une avancée cruciale dans l'analyse du transport côtier.

Les analyses développées pour caractériser la dynamique de la circulation dans le GdL, utilisant conjointement les données *in situ* et les données numériques, pourraient d'ailleurs venir en support à la préparation de cette mission. SWOT, issue d'un partenariat entre la NASA et le CNES pour le développement d'un satellite altimétrique de nouvelle génération à large fauchée, fournira des observations à haute résolution de la hauteur de la surface de la mer et des eaux douces de surface continentale. En océanographie, le principal apport du satellite SWOT devrait consister à représenter, grâce à sa large fauchée, la dynamique des structures de méso-échelle et de subméso-échelle. Le lancement du satellite SWOT est prévu en 2020 mais une première mission du programme AirSWOT (2013-2020) est prévue en Méditerranée nord-occidentale en 2014. Durant ce programme, le capteur SWOT sera adapté pour être aéroporté afin de vérifier les capacités de l'instrument et d'estimer les erreurs associées aux mesures. Une équipe de recherche (GoLSWOT - PI : F. D'Ovidio) s'est formée dans le but de préparer les campagnes aéroportées d'AirSWOT dans le GdL et d'optimiser l'échantillonnage dans l'espace et dans le temps.

Les objectifs de travail de ce groupe de recherche sont dans la continuité des travaux de

modélisation et des stratégies d'échantillonnage développés dans ce travail de thèse.

Les champs, issus des simulations numériques du modèle SYMPHONIE, pourront être utilisés afin de tester et valider celles des missions AirSWOT. À partir de nos simulations numériques, des produits synthétiques altimétriques pourront être construits, en simulant un vol virtuel de AirSWOT sur les champs issus du modèle. Cette comparaison pourra permettre d'identifier les paramètres clés *in situ* nécessaires à la validation des données AirSWOT mais aussi d'évaluer les contributions de ces données pour la caractérisation de l'activité régionale de méso- et subméso-échelle.

Durant la mission AirSWOT en Méditerranée nord-occidentale en 2014, deux campagnes océanographiques (SeaGoLSWOT : Demande de campagne - F. Nencioli et F. D'Ovidio) pourraient être lancées simultanément aux vols de AirSWOT. Une stratégie d'échantillonnage *in situ* optimisée pour la validation et l'exploitation des données AirSWOT a été proposée. L'objectif scientifique principal de ces campagnes est d'obtenir une série de cartographies synoptiques tridimensionnelles des paramètres physiques et biologiques des structures de (sub)méso-échelle dans la partie ouest du GdL. La comparaison des données AirSWOT avec les observations *in situ* de ces campagnes aideront à préparer les développements théoriques nécessaires pour une exploitation rapide des données SWOT après son lancement. Les campagnes seront basées sur l'expérience de la campagne Latex10, dans laquelle une nouvelle méthodologie adaptative a été développée pour identifier les structures de transport *in situ*, et les comparer à celles identifiées à partir de la télédétection (*Nencioli et al., 2011*). La stratégie d'échantillonnage lagrangienne sera donc définie en temps réel, au cas par cas, sur la base des images satellites disponibles et des résultats des échantillonnages précédents.

Cette stratégie d'échantillonnage sera également employée dans le futur projet de l'axe transverse (AT) du MIO : Couplage Physique-Biogéochimie-Biologie et Mesures-Modèles (COUPLAGE P2B2M - PI : A. Doglioli et G. Grégori). Ce projet s'inscrit dans la continuité du projet LATEX. En effet, un des objectifs du projet LATEX était de comprendre l'influence de processus de méso-échelle sur des processus biogéochimiques. Une étude numérique (*Campbell et al., 2013*) a ainsi montré l'influence des tourbillons

de méso-échelle sur la structure du réseau trophique. Ce nouveau projet propose l'étude des interactions physiques-biogéochimiques à une plus petite échelle, plus précisément l'influence d'une structure de courant de subméso-échelle sur la distribution des éléments biogènes et la structure des premiers échelons trophiques. Dans le cadre de ce projet, une campagne pilote au large de Marseille Toulon est destinée à mesurer simultanément à haute résolution les variables physiques, chimiques, biologiques et biogéochimiques dans la couche de surface. La stratégie d'échantillonnage adaptative en temps réel, sur la base des images satellites disponibles et des résultats des échantillonnages précédents, sera de nouveau mise en pratique. Le couplage de mesures hydrologiques et courantologiques avec des mesures lagrangiennes sera réalisé afin de caractériser et de suivre les structures de courant de subméso-échelle. Le mélange vertical associé à ces structures sera exploré afin de comparer d'une part ces mesures à celles obtenues pendant la campagne Latex10 et d'autre part d'étudier son impact sur la distribution du plancton. Ces structures pouvant contribuer fortement à la détermination de niches écologiques (*d'Ovidio et al., 2010*), le couplage avec les images satellites sera réalisé afin de reconstruire les assemblages phytoplanctoniques (algorithme PHYSAT, *Alvain et al., 2005*). Dans cet algorithme, une classification des pigments de chlorophylle-a est réalisée afin d'associer ces pigments à un groupe phytoplanctonique dominant. Différents capteurs de données spectrales de couleur de la mer à différentes longueurs d'ondes sont ensuite utilisés afin de mesurer la luminance, quantité d'énergie spectrale, émise de l'océan. La luminance, variant considérablement d'un pigment de chlorophylle à un autre, permet ainsi d'identifier les assemblages phytoplanctoniques à l'échelle mondiale.

Ce travail de thèse aura donc permis de caractériser localement les caractéristiques, la dynamique et l'impact de structures de méso- et de subméso-échelle à travers l'utilisation de données *in situ* et de résultats de modèles numériques. Il ouvre ainsi des perspectives sur la préparation à de futures missions scientifiques et montre la nécessité de considérer ces structures pour évaluer les échanges côte-large et inter-régionaux.

Bibliographie

- Abraham, E., C. Law, P. Boyd, S. Lavender, M. Maldonado, et A. Bowie (2000), Importance of stirring in the development of an iron-fertilized phytoplankton bloom, *Nature*, *407*, 727–730. (Cité pages [90](#), [91](#), [99](#), [113](#) et [121](#).)
- Abraham, E. R. (1998), The generation of plankton patchiness by turbulent stirring, *Nature*, *391*(6667), 577–580. (Cité pages [10](#) et [123](#).)
- Albérola, C., C. Millot, et J. Font (1995), On the seasonal and mesoscale variabilities of the Northern Current during the PRIMO-0 experiment in the western Mediterranean Sea, *Oceanol. Acta*, *18*(2), 163–192. (Cité pages [17](#), [60](#) et [92](#).)
- Allou, A., P. Forget, et J. L. Devenon (2010), Submesoscale vortex structures at the entrance of the Gulf of Lions in the Northwestern Mediterranean Sea, *Cont. Shelf Res.*, *30*, 724–732, doi :10.1016/j.csr.2010.01.006. (Cité page [60](#).)
- Alvain, S., C. Moulin, Y. Dandonneau, et F. Bréon (2005), Remote sensing of phytoplankton groups in case 1 waters from global seawifs imagery, *Deep-Sea Res. I*, *52*(11), 1989 – 2004, doi :10.1016/j.dsr.2005.06.015. (Cité page [141](#).)
- Andrello, M., D. Mouillot, J. Beuvier, C. Albouy, W. Thuiller, et S. Manel (2013), Low connectivity between mediterranean marine protected areas : A biophysical modeling approach for the dusky grouper *epinephelus marginatus*, *PLoS one*, *8*(7), doi :10.1371/journal.pone.0068564. (Cité page [137](#).)
- Aristegui, J., P. Sangra, S. Hernandez-Leon, M. Canton, et A. Hernandez-Guerra (1994), Island-induced eddies in the Canary Islands, *Deep-Sea Res. I*, *41*(10), 1509–1525, doi : 10.1016/0967-0637(94)90058-2. (Cité pages [25](#) et [136](#).)
- Aristegui, J., P. Tett, A. Hernandez-Guerra, G. Basterretxea, M. F. Montero, K. Wild, P. Sangra, S. Hernandez-Leon, M. Canton, J. A. Garcia-Braun, M. Pacheco, et E. D.

- Barton (1997), The influence of island generated eddies on chlorophyll distribution : a study of mesoscale variation around Gran Canaria, *Deep-Sea Res. I*, *44*, 71–96. (Cité pages 6 et 25.)
- Aumont, O. (2005), Pisces biogeochemical model description, *Tech. rep.* (Cité page 137.)
- Banyte, D., M. Visbeck, T. Tanhua, T. Fischer, G. Krahlmann, et J. Karstensen (2013), Lateral diffusivity from tracer release experiments in the tropical north atlantic thermocline, *J. Geophys. Res.*, doi :10.1002/jgrc.20211. (Cité page 102.)
- Barton, E., G. Basterretxea, P. Flament, E. Mitchelson-Jacob, B. Jones, J. Aristegui, et F. Herrera (2000), Lee region of Gran Canaria, *J. Geophys. Res.*, *105*(C7), 17,173–17,193. (Cité pages 6 et 25.)
- Beckmann, A., et D. Haidvogel (1993), Numerical simulation of flow around a tall isolated seamount. Part 1 : Problem formulation and model accuracy, *J. Phys. Oceanogr.*, *23*(8), 1736–1753. (Cité page 29.)
- Berg, M. d., O. Cheong, M. v. Kreveld, et M. Overmars (2008), *Computational Geometry : Algorithms and Applications*, 3rd ed., Springer-Verlag TELOS, Santa Clara, CA, USA. (Cité pages 98 et 120.)
- Bidigare, R. R., C. Benitez-Nelson, C. L. Leonard, P. D. Quay, M. L. Parsons, D. G. Foley, et M. P. Seki (2003), Influence of a cyclonic eddy on microheterotroph biomass and carbon export in the lee of Hawaii, *Geophys. Res. Lett.*, *30*(6), 1318. (Cité pages 16 et 25.)
- Blanke, B., et S. Raynaud (1997), Kinematics of the Pacific Equatorial Undercurrent : An Eulerian and Lagrangian approach from GCM results, *J. Phys. Oceanogr.*, *27*, 1038–1053. (Cité page 138.)
- Blanke, B., S. Speich, A. Bentamy, C. Roy, et B. Sow (2005), Modeling the structure and variability of the southern Benguela upwelling using QuikSCAT wind forcing, *J. Geophys. Res.*, *110*, C07018, doi :10.1029/2004JC002529. (Cité page 27.)

- Bouffard, J., S. Vignudelli, M. Herrmann, F. Lyard, P. Marsaleix, Y. Ménard, et P. Cippolini (2008), Comparison of ocean dynamics with a regional circulation model and improved altimetry in the north-western Mediterranean, *Terrestrial, Atmospheric and Oceanic Sciences*, *19*, 117–133, doi :10.3319/TAO.2008.19.1-2.117. (Cité page 14.)
- Burchard, H., et R. Burchard (2008), A dynamic equation for the potential energy anomaly for analysing mixing and stratification in estuaries and coastal seas, *Estuarine, Coastal Shelf Science*, *77*(4), 679–687, doi :10.1016/j.ecss.2007.10.025. (Cité page 66.)
- Calil, P. H. R., K. J. Richards, J. Yanli, et R. R. Bidigare (2008), Eddy activity in the lee of the Hawaiian Islands, *Deep-Sea Res. II*, *55*(10-13), 1179–1194. (Cité pages 15, 27, 47 et 49.)
- Callahan, P. S., et T. Lungu (2006), QuikSCAT Science Data Product User’s Manual (v3.0), *Tech. rep.*, Jet Propul. Lab., Pasadena, CA, 91 pp. (Cité page 29.)
- Campbell, R., D. F., Z. Hu, A. Doglioli, A. Petrenko, et I. Dekeyser (2013), Nutrients and plankton spatial distributions induced by a coastal eddy in the Gulf of Lion. Insights from a numerical model, *Prog. Oceanogr.*, *109*, 47–69. (Cité page 140.)
- Capet, X., J. McWilliams, M. Molemaker, et A. Shchepetkin (2008), Mesoscale to submesoscale transition in the California Current System. Part I : Flow structure, eddy flux, and observational tests, *J. Phys. Oceanogr.*, *38*(1), 29–43. (Cité pages 10, 11 et 15.)
- Carton, X. (2001), Hydrodynamical modeling of oceanic vortices, *Surv. Geophys.*, *22*, 179–263. (Cité page 3.)
- Casella, E., A. Molcard, et A. Provenzale (2011), Mesoscale vortices in the Ligurian Sea and their effect on coastal upwelling processes, *J. Mar. Sys.*, *88*(1), 12–19, doi : 10.1016/j.jmarsys.2011.02.019. (Cité page 60.)
- Chaigneau, A., A. Gizolme, et C. Grados (2008), Mesoscale eddies off Peru in altimeter records : Identification algorithms and eddy spatio-temporal patterns, *Prog. Oceanogr.*, *79*(2), 106–119. (Cité page 16.)

- Chassignet, E. P., D. B. Olson, et D. B. Boudra (1989), Evolution of rings in numerical models and observations, in *Mesoscale/Synoptic Coherent Structures in Geophysical Turbulence*, edited by N. A. Jamart, pp. 337–356, Elsevier Oceanography Series. (Cité page 4.)
- Chavanne, C., P. Flament, R. Lumpkin, B. Dousset, et A. Bentamy (2002), Scatterometer observations of wind variations induced by oceanic islands : implications for wind-driven ocean circulation, *Canadian Journal of Remote Sensing*, 28(3), 466–474. (Cité pages 6, 16, 25, 135 et 136.)
- Chelton, D. B., R. A. deSzoeke, M. G. Schlax, K. El Naggar, et N. Siwertz (1998), Geographical variability of the first-baroclinic Rossby radius of deformation, *J. Phys. Oceanogr.*, 28, 433–460, doi :10.1175/1520-0485(1998)028<0433:GVOTFB>2.0.CO;2. (Cité pages 4 et 28.)
- Chelton, D. B., M. G. Schlax, R. M. Samelson, et R. A. de Szoeke (2007), Global observations of large oceanic eddies, *Geophys. Res. Lett.*, 34(15), L15,606. (Cité page 15.)
- Chelton, D. B., M. G. Schlax, et R. M. Samelson (2011), Global observations of nonlinear mesoscale eddies, *Prog. Oceanogr.*, 91(2), 167–216, doi :10.1016/j.pocean.2011.01.002. (Cité page 6.)
- Cherniawsky, J. Y., et W. R. Crawford (1996), Comparison between weather buoy and Comprehensive Ocean-Atmosphere Data Set wind data for the west coast of Canada, *J. Geophys. Res.*, 101, 18,377–18,390. (Cité page 26.)
- Cole, J. J., D. L. Bade, D. Bastviken, M. L. Pace, et M. Van de Bogert (2010), Multiple approaches to estimating air-water gas exchange in small lakes, *Limnology and Oceanography*, 8, 285–293. (Cité page 97.)
- Conan, P., et C. Millot (1995), Variability of the Northern Current off Marseilles, western Mediterranean Sea, from February to June 1992, *Oceanol. Acta*, 18(2), 193–205. (Cité pages 17, 60 et 92.)

- Cooper, D. J., A. J. Watson, et P. D. Nigthingale (1996), Large decrease in ocean-surface CO₂ fugacity in response to *in situ* iron fertilization, *Nature*, 383(6600), 511–513. (Cité pages 13 et 91.)
- Couvelard, X., R. Caldeira, I. Araújo, et R. Tom (2012), Wind mediated vorticity-generation and eddy-confinement, leeward of the madeira island : 2008 numerical case study, *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 58(0), 128 – 149, doi :10.1016/j.dynatmoce.2012.09.005. (Cité page 50.)
- Crawford, W. R. (2002), Physical characteristics of Haida Eddies, *Journal of Oceanography*, 58(5), 703–713, doi :10.1023/A:1022898424333. (Cité page 59.)
- Crawford, W. R., et F. A. Whitney (1999), Mesoscale eddy swirl with data in Gulf of Alaska Ocean, *Eos, Trans. AGU*, 80(33), 365–670. (Cité page 59.)
- Crawford, W. R., P. J. Brickley, et A. C. Thomas (2007), Mesoscale eddies dominate surface phytoplankton in northern Gulf of Alaska, *Prog. Oceanogr.*, 75, 287–303, doi : 10.1016/j.pocean.2007.08.016. (Cité page 60.)
- Csanady, G. (1982), *Circulation in the coastal ocean*, D.Reidel Publishing Company, Kluwer Group, Dordrech, Holland. (Cité page 92.)
- Cushman-Roisin, B. (1994), *Introduction to Geophysical Fluid Dynamics*, 320 pp., Prentice Hall. (Cité pages 6 et 39.)
- Cushman-Roisin, B., et J. M. Beckers (2011), *Introduction to Geophysical Fluid Dynamics : Physical and Numerical Aspects*, vol. 101, Access Online via Elsevier. (Cité pages 45 et 51.)
- Cuypers, Y., P. Bouruet-Aubertot, C. Marec, et J.-L. Fuda (2012), Characterization of turbulence from a fine-scale parameterization and microstructure measurements in the mediterranean sea during the boum experiment, *Biogeosciences*, 9(8), 3131–3149, doi : 10.5194/bg-9-3131-2012. (Cité page 80.)

- Da Silva, A. M., C. C. Young, et S. Levitus (1994), Atlas of surface marine data 1994, vol. 1, algorithms and procedures, *Tech. rep.*, U. S. Department of Commerce, NOAA. (Cité page 29.)
- D'Asaro, E. A. (2003), Performance of autonomous lagrangian floats, *J. Atmos. Ocean. Technol.*, 20(6), 896–911. (Cité page 13.)
- Davis, R. E., J. T. Sherman, et J. Dufour (2001), Profiling alaces and other advances in autonomous subsurface floats, *J. Atmos. Ocean. Technol.*, 18, 982–993, doi :10.1175/1520-0426(2001)018<0982:PAAOAI>2.0.CO;2. (Cité page 13.)
- De Boer, G. J., J. D. Pietrzak, et J. C. Winterwerp (2008), Using the potential energy anomaly equation to investigate tidal straining and advection of stratification in a region of freshwater influence, *Ocean Model.*, 22, 1–11. (Cité page 66.)
- Dencausse, G. J., M. Arhan, et S. Speich (2010), Routes of agulhas rings in the south eastern cape basin, *Deep-Sea Res. I*, 57, 1406–1421, doi :10.1016/j.dsr.2010.07.008. (Cité page 66.)
- Denman, K. L., et H. J. Freeland (1985), Correlation scales, objective mapping and a statistical test of geostrophy over the continental shelf, *J. Mar. Res.*, 43(3), 517–539, doi :10.1357/002224085788440402. (Cité page 59.)
- Di Lorenzo, E., M. G. G. Foreman, et W. R. Crawford (2005), Modelling the generation of Haida Eddies, *Deep-Sea Res. II*, 52, 853–873, doi :10.1016/j.dsr2.2005.02.007. (Cité page 59.)
- Dickey, T. D. (1991), The emergence of concurrent high-resolution physical and bio-optical measurements in the upper ocean and their applications, *Reviews of Geophysics*, 29(3), 383–413, doi :10.1029/91RG00578. (Cité page 2.)
- Dickey, T. D. (2003), Emerging ocean observations for interdisciplinary data assimilation systems, *J. Mar. Sys.*, 40-41, 5 – 48, doi :10.1016/S0924-7963(03)00011-3. (Cité page 2.)

- Dickey, T. D., et A. J. Williams (2001), Interdisciplinary ocean process studies on the new england shelf, *J. Geophys. Res.*, *106*(C5), 9427–9434, doi :10.1029/2000JC900155. (Cité page 138.)
- Dickey, T. D., F. Nencioli, V. S. Kuwahara, C. Leonard, W. Black, Y. M. Rii, R. R. Bidigare, et Q. Zhang (2008), Physical and bio-optical observations of oceanic cyclones west of the island of Hawai'i, *Deep-Sea Res. II*, *55*, 1195–1217. (Cité pages 6, 16, 23, 24, 25, 31, 39, 40, 43, 47, 48 et 133.)
- Doglioli, A., F. Nencioli, A. A. Petrenko, J.-L. Fuda, G. Rougier, et N. Grima (2013), A software package and hardware tools for *in situ* experiments in a Lagrangian reference frame), *J. Atmos. Ocean. Tech.*, *30*, 1945–1950, doi :doi:10.1175/JTECH-D-12-00183.1. (Cité pages 92, 94, 119 et 133.)
- Doglioli, A. M., A. Griffa, et M. G. Magaldi (2004), Numerical study of a coastal current on a steep slope in presence of a cape : The case of the Promontorio di Portofino, *J. Geophys. Res.*, *109*, C12033, doi :10.1029/2004JC002422. (Cité pages 6 et 59.)
- Doglioli, A. M., B. Blanke, S. Speich, et G. Lapeyre (2007), Tracking coherent structures in a regional ocean model with wavelet analysis : application to Cape Basin Eddies, *J. Geophys. Res.*, *112*, C05043, doi :10.1029/2006JC003952. (Cité pages 16, 66 et 134.)
- Dong, C., et J. C. McWilliams (2007), A numerical study of island wakes in the southern california bight, *Cont. Shelf Res.*, *27*, 1233–1248, doi :10.1016/j.csr.2007.01.016. (Cité pages 26 et 49.)
- Dong, C., E. Y. Idica, et J. C. McWilliams (2009a), Circulation and multiple-scale variability in the southern california bight, *Prog. Oceanogr.*, *82*(3), 168–190. (Cité page 15.)
- Dong, C., T. Mavor, F. Nencioli, S. Jiang, Y. Uchiyama, J. C. McWilliams, T. D. Dickey, M. Ondrusek, H. Zhang, et D. K. Clark (2009b), An oceanic eddy on the lee side of lanai island, hawai'i, *J. Geophys. Res.*, *114*(C10008), doi :10.1029/2009JC0053467. (Cité pages 34 et 49.)

- d'Ovidio, F., S. De Monte, S. Alvain, Y. Dandonneau, et M. Lévy (2010), Fluid dynamical niches of phytoplankton types, *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 107(43), 18,366–18,370, doi :10.1073/pnas.1004620107. (Cité page 141.)
- Eckart, C. (1948), An analysis of the stirring and mixing processes in incompressible fluids, *J. Mar. Sys.*, 7, 265–275. (Cité page 11.)
- Eide, L. I. (1979), Evidence of a topographically trapped vortex on the Norwegian continental shelf, *Deep-Sea Res. I*, 26(6), 601–621, doi :10.1016/0198-0149(79)90036-0. (Cité pages 6, 59 et 60.)
- Emery, W. J., et R. E. Thomson (2001), *Data analysis methods in physical oceanography*, 638 pp., Elsevier Science, Amsterdam, doi :http://dx.doi.org/10.1016/B978-044450756-3/50000-9. (Cité pages 13 et 90.)
- Estournel, C., X. Durrieu de Madron, P. Marsaleix, F. Auclair, C. Julliand, et R. Vehil (2003), Observation and modeling of the winter coastal oceanic circulation in the Gulf of Lion under wind conditions influenced by the continental orography (FETCH experiment), *J. Geophys. Res.*, 108(C3), 8059, doi :10.1029/2001JC000825. (Cité pages 61 et 92.)
- Falkowski, P. G., D. Ziemann, Z. Kolber, et P. K. Bienfang (1991), Role of eddy pumping in enhancing primary production in the ocean, *Nature*, 352(55). (Cité page 7.)
- Firing, Y. L., et M. A. Merrifield (2004), Extreme sea level events at Hawaii : Influence of mesoscale eddies, *Geophys. Res. Lett.*, 31(L24306). (Cité page 30.)
- Flexas, M. M., X. Durrieu de Madron, M. A. Garcia, M. Canals, et P. Arnau (2002), Flow variability in the Gulf of Lions during the MATER HFF experiment (March-May 1997), *J. Mar. Sys.*, 33-34, 197–214, doi :DOI:10.1016/S0924-7963(02)00059-3. (Cité pages 17, 60 et 92.)
- Flierl, G., et D. J. McGillicuddy (2002), Mesoscale and submesoscale physical-biological interactions, *The sea*, 12, 113–185. (Cité page 8.)

- Flierl, G. R. (1981), Particle motions in large-amplitude wave fields, *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, 18, 39–74. (Cité page 6.)
- Foreman, M. G. G., W. Callendar, A. MacFadyen, B. M. Hickey, R. E. Thomson, et E. Di Lorenzo (2008), Modeling the generation of the Juan de Fuca Eddy, *J. Geophys. Res.*, 113(C03006), doi :10.1029/2006JC004082. (Cité page 60.)
- Frankignoul, C., et P. Müller (1979), Quasi-geostrophic response of an infinite β -plane ocean to stochastic forcing by the atmosphere, *J. Phys. Oceanogr.*, 9(1), 104–127. (Cité page 6.)
- Fratantoni, D. M., W. E. Johns, et T. L. Townsend (1995), Rings of the North Brazil Currents : their structure and behavior inferred from observations and a numerical simulation, *J. Geophys. Res.*, 100(C6), 10.633–10.654, doi :10.1029/95JC00925. (Cité page 58.)
- Freeland, H. J., et K. L. Denman (1982), A topographically controlled upwelling center off southern Vancouver Island, *J. Mar. Sys.*, 40(4), 1069–1093. (Cité pages 6, 59 et 60.)
- Freeland, H. J., et P. McIntosh (1989), The vorticity balance on the southern British Columbia continental shelf, *Atmos.-Ocean*, 27(4), 643–657. (Cité page 59.)
- Garreau, P., V. Garnier, et A. Schaeffer (2011), Eddy resolving modelling of the Gulf of Lions and Catalan Sea, *Ocean Dynam.*, 61, 991–1003, doi :10.1007/s10236-011-0399-2. (Cité pages 61 et 78.)
- Gatti, J. (2008), Intrusions du Courant Nord Méditerranée sur la partie est du plateau continental du Golfe du Lion, Ph.D. thesis, Université de la Méditerranée. (Cité pages 17 et 18.)
- Gohin, F., J. Druon, et L. Lampert (2002), A five channel chlorophyll concentration algorithm applied to SeaWiFS data processed by SeaDAS in coastal waters, *International Journal of Remote Sensing*, 23(8), 1639–1661. (Cité page 14.)

- Gruber, N., H. Frenzel, S. C. Doney, P. Marchesiello, J. C. McWilliams, J. R. Moisan, J. J. Oram, G.-K. Plattner, et K. D. Stolzenbach (2006), Eddy-resolving simulation of plankton ecosystem dynamics in the California current system, *Deep-Sea Res. I*, *53*(9), 1483 – 1516, doi :10.1016/j.dsr.2006.06.005. (Cité page 137.)
- Guihou, K., J. Marmain, Y. Ourmières, A. Molcard, B. Zakardjian, et P. Forget (2013), A case study of the mesoscale dynamics in the north-western Mediterranean sea : a combined data-model approach, *Ocean Dynam.*, *63*(7), 793–808, doi : 10.1007/s10236-013-0619-z. (Cité page 128.)
- Halliwell, G., et P. Cornillon (1990), Large-scale SST variability in the western North Atlantic subtropical convergence zone during FASINEX. Part II : Upper ocean heat balance and frontogenesis, *J. Phys. Oceanogr.*, *20*, 223–234. (Cité page 10.)
- Hamilton, P., G. S. Fargion, et D. C. Biggs (1999), Loop Current eddy paths in the western Gulf of Mexico, *J. Phys. Oceanogr.*, *29*(6), 1180–1207, doi :10.1175/1520-0485(1999)029<1180:LCEPIT>2.0.CO;2. (Cité page 58.)
- Henson, S. A., et A. C. Thomas (2008), A census of oceanic anticyclonic eddies in the Gulf of Alaska, *Deep-Sea Res. I*, *55*(2), 163–176. (Cité page 15.)
- Holtermann, P. L., L. Umlauf, T. Tanhua, O. Schmale, G. Rehder, et J. J. Waniek (2012), The Baltic Sea Tracer Release Experiment : 1. Mixing rates, *J. Geophys. Res.*, *117*(C1), doi :10.1029/2011JC007439. (Cité page 91.)
- Hu, Z. Y., A. A. Doglioli, A. M. Petrenko, P. Marsaleix, et I. Dekeyser (2009), Numerical simulations of eddies in the Gulf of Lion, *Ocean Model.*, *28*(4), 203 – 208, doi :10.1016/j.ocemod.2009.02.004. (Cité pages 15, 19, 61, 62, 65, 66, 84, 103 et 128.)
- Hu, Z. Y., A. A. Petrenko, A. M. Doglioli, et I. Dekeyser (2011a), Study of mesoscale anticyclonic eddy in the western part of the Gulf of Lion, *J. Mar. Sys.*, *88*, 3–11, doi :10.1016/j.jmarsys.2011.02.008. (Cité pages 61, 62, 65, 66, 77 et 78.)

- Hu, Z. Y., A. A. Petrenko, A. M. Doglioli, et I. Dekeyser (2011b), Numerical study of eddy generation in the western part of the Gulf of Lion, *J. Geophys. Res.*, *116*, C12030, doi :10.1029/2011JC007074. (Cité pages 62, 65, 66, 71, 73, 78, 84, 128 et 135.)
- Isern-Fontanet, J., E. García-Ladona, et J. Font (2006), Vortices of the Mediterranean Sea : An altimetric perspective, *J. Phys. Oceanogr.*, *36*(1), 87–103. (Cité pages 6 et 15.)
- Jiménez, B., P. Sangrà, et E. Mason (2008), A numerical study of the relative importance of wind and topographic forcing on oceanic eddy shedding by tall, deep water islands, *Ocean Model.*, *22*, 146–157, doi :10.1016/j.ocemod.2008.02.004. (Cité pages 26 et 46.)
- Joyce, T. M., J. M. Toole, P. Klein, et L. N. Thomas (2013), A near-inertial mode observed within a gulf stream warm-core ring, *J. Geophys. Res.*, *118*(4), 1797–1806, doi :10.1002/jgrc.20141. (Cité page 81.)
- Kamenkovich, V. M., M. N. Koshlyakov, et A. S. Monin (1986), *Synoptic eddies in the ocean*, vol. 5, 433 pp., Springer. (Cité page 4.)
- Kersalé, M., A. M. Doglioli, et A. A. Petrenko (2011), Sensitivity study of the generation of mesoscale eddies in a numerical model of hawaii islands, *Ocean Sc.*, *7*, 277–291, doi :10.5194/os-7-277-2011. (Cité pages 133 et 135.)
- Kersalé, M., A. M. Doglioli, A. A. Petrenko, I. Dekeyser, et F. Nencioli (2013), Physical characteristics and dynamics of the coastal Latex09 Eddy derived from *in situ* data and numerical modeling, *J. Geophys. Res.*, *118*, 1–11, doi :10.1029/2012JC008229. (Cité pages 128, 132, 133, 134 et 135.)
- Kersalé, M., A. A. Petrenko, A. M. Doglioli, F. Nencioli, J. Bouffard, S. Blain, F. Diaz, T. Labasque, B. Queguiner, et I. Dekeyser (soumis), Diffusivity coefficients from the dynamics of a SF6 patch in a coastal environment, *J. Geophys. Res.* (Cité pages 134 et 136.)

- Kirwan Jr., A. D., J. K. Lewis, A. W. Indest, P. Reinersman, et I. Quintero (1988), Observed and Simulated Kinematic Properties of Loop Current Rings, *J. Geophys. Res.*, *93*(C2), 1189–1198, doi :10.1029/JC093iC02p01189. (Cité page 58.)
- Klein, P., et G. Lapeyre (2009), The oceanic vertical pump induced by mesoscale and submesoscale turbulence, *Annual Review of Marine Science*, *1*, 351–375. (Cité page 10.)
- LaCasce, J. (2008), Statistics from lagrangian observations, *Progress in Oceanography*, *77*(1), 1–29. (Cité page 12.)
- Ladd, C. M., N. B. Kachel, C. W. Mordy, et P. J. Stabeno (2005), Observations from a Yakutat eddy in the northern Gulf of Alaska, *J. Geophys. Res.*, *110*(C03003), doi : 10.1029/2004JC002710. (Cité page 59.)
- Lagarias, J., J. A. Reeds, M. H. Wright, et W. P. E. (1998), Convergence Properties of the Nelder-Mead Simplex Method in Low Dimensions, *SIAM Journal of Optimization*, *9*(1), 112–147. (Cité pages 99 et 121.)
- Lathuilière, C., V. Echevin, M. Lévy, et G. Madec (2010), On the role of the mesoscale circulation on an idealized coastal upwelling ecosystem, *J. Geophys. Res.*, *115*, C09018, doi :10.1029/2009JC005827. (Cité page 60.)
- Law, C., A. Watson, et M. Liddicoat (1994), Automated vacuum analysis of sulphur hexafluoride in seawater : derivation of the atmospheric trend (1970-1993) and potential as a transient tracer, *Marine Chemistry*, *48*(1), 57–69, doi :10.1016/0304-4203(94)90062-0. (Cité page 95.)
- Law, C., W. Crawford, M. Smith, P. Boyd, C. Wong, Y. Nojiri, M. Robert, E. Abraham, W. Johnson, V. Forsland, et M. Arychuk (2006), Patch evolution and the biogeochemical impact of entrainment during an iron fertilisation experiment in the sub-Arctic Pacific, *Deep-Sea Res. II*, *53*(20-22), 2012 – 2033, doi :10.1016/j.dsr2.2006.05.028. (Cité pages 13, 92, 99 et 114.)

- Law, C., A. Martin, M. Liddicoat, A. Watson, K. Richards, et E. Woodward (2001), A Lagrangian SF6 tracer study of an anticyclonic eddy in the North Atlantic : patch evolution, vertical mixing and nutrient supply to the mixed layer, *Deep-Sea Res. II*, 48(4-5), 705–724, doi :10.1016/S0967-0645(00)00112-0. (Cité pages 13 et 91.)
- Law, C. S., E. R. Abraham, A. J. Watson, et M. I. Liddicoat (2003), Vertical eddy diffusion and nutrient supply to the surface mixed layer of the Antarctic Circumpolar Current, *J. Geophys. Res.*, 108(C8), doi :10.1029/2002JC001604. (Cité page 114.)
- Ledwell, J. R., et A. Bratkovich (1995), A tracer study of mixing in the Santa-Cruz Basin, *J. Geophys. Res.*, 100(C10), 20,681–20,704, doi :10.1029/95JC02164. (Cité pages 91 et 114.)
- Ledwell, J. R., et A. J. Watson (1991), The Santa-Monica Basin tracer experiment - A study of diapycnal and isopycnal mixing, *J. Geophys. Res.*, 96(C5), 8695–8718, doi : 10.1029/91JC00102. (Cité pages 91 et 114.)
- Ledwell, J. R., A. J. Watson, et C. S. Law (1998), Mixing of a tracer in the pycnocline, *J. Geophys. Res.*, 103(C10), 21,499–21,529. (Cité pages 90, 91, 101 et 113.)
- Ledwell, J. R., A. J. Watson, et C. S. Law (1993), Evidence for slow mixing across the pycnocline from an open-ocean tracer-release experiment, *Nature*, 364(6439), 701–703, doi :10.1038/364701a0. (Cité pages 91, 100 et 114.)
- Lévy, M. (2008), The modulation of biological production by oceanic mesoscale turbulence, Lect. Notes Phys., in *Transport in Geophysical flow : Ten years after*, edited by J. B. Weiss et A. Provenzale, 744, pp. 219–261, Springer, doi :10.1007/978-3-540-75215-8-9. (Cité page 9.)
- Lévy, M., et P. Klein (2004), Does the low frequency variability of mesoscale dynamics explain a part of the phytoplankton and zooplankton spectral variability ?, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 460(2046), 1673–1687. (Cité page 10.)

- Lévy, M., P. Klein, et A.-M. Treguier (2001), Impact of sub-mesoscale physics on production and subduction of phytoplankton in an oligotrophic regime, *J. Mar. Res.*, *59*(4), 535–565. (Cité page 10.)
- Lévy, M., R. Ferrari, P. J. Franks, A. P. Martin, et P. Rivière (2012), Bringing physics to life at the submesoscale, *Geophys. Res. Lett.*, *39*(14). (Cité page 10.)
- Lewis, J. K., et A. D. Kirwan Jr. (1985), Some observations of ring topography and ring-ring interactions in the Gulf of Mexico, *J. Geophys. Res.*, *90*(C5), 9017–9028, doi :10.1029/JC090iC05p09017. (Cité page 58.)
- Liang, L., et D. Hale (2010), A stable and fast implementation of natural neighbor interpolation. (Cité page 120.)
- Lumpkin, C. F. (1998), Eddies and currents in the Hawaii islands, Ph.D. thesis, University of Hawaii. (Cité pages 16, 17, 24, 25, 39, 44, 46 et 135.)
- Lumpkin, R., et P. J. Flament (2013), Extent and energetics of the hawaiian lee counter-current, *Oceanography*, *26*(1), 58–65. (Cité page 53.)
- MacFadyen, A., et B. M. Hickey (2010), Generation and evolution of a topographically linked, mesoscale eddy under steady and variable wind-forcing, *Cont. Shelf Res.*, *30*(13), 1387–1402, doi :10.1016/j.csr.2010.04.001. (Cité pages 59 et 60.)
- MacFadyen, A., B. M. Hickey, et W. P. Cochlan (2008), Influences of the Juan de Fuca Eddy on circulation, nutrients, and phytoplankton production in the northern California Current System, *J. Geophys. Res.*, *113*(C08008), doi :10.1029/2007JC004412. (Cité page 59.)
- Magaldi, M., T. Özgökmen, A. Griffa, et M. Rixen (2010), On the response of a turbulent coastal buoyant current to wind events : the case of the Western Adriatic Current, *Ocean Dynam.*, *60*, 93–122, doi :10.1007/s10236-009-0247-9. (Cité pages 6 et 59.)

- Mahadevan, A., L. N. Thomas, et A. Tandon (2008), Comment on eddy/wind interactions stimulate extraordinary mid-ocean plankton blooms, *Science*, *320*(5875), 448, doi : 10.1126/science.1152111. (Cité page 7.)
- Marchesiello, P., M. J. C., et A. Shchepetkin (2001), Open boundary condition for long-term integration of regional oceanic models, *Ocean Model.*, *3*, 1–21, doi :10.1016/S1463-5003(00)00013-5. (Cité pages 15 et 29.)
- Marsaleix, P., F. Auclair, et C. Estournel (2006), Considerations on Open Boundary Conditions for Regional and Coastal Ocean Models, *J. Atmos. Ocean. Technol.*, *23*, 1604–1613, doi :10.1175/JTECH1930.1. (Cité pages 15 et 65.)
- Marsaleix, P., F. Auclair, J. Floor, M. Herrmann, C. Estournel, I. Pairaud, et C. Ulses (2008), Energy conservation issues in sigma-coordinate free-surface ocean models, *Ocean Model.*, *20*, 61–89, doi :10.1016/j.ocemod.2007.07.005. (Cité page 65.)
- Martin, A. P., et P. Pondaven (2003), On estimates for the vertical nitrate flux due to eddy pumping, *J. Geophys. Res.*, *108*(C11), doi :10.1029/2003JC001841. (Cité page 8.)
- Martin, A. P., K. J. Richards, C. S. Law, et M. Liddicoat (2001), Horizontal dispersion within an anticyclonic mesoscale eddy, *Deep-Sea Res. II*, *48*(4-5), 739 – 755, doi : 10.1016/S0967-0645(00)00095-3. (Cité pages 8, 13, 90, 91 et 113.)
- Martin, J., K. Coale, K. Johnson, S. Fitzwater, R. Gordon, S. Tanner, C. Hunter, V. Elrod, J. Nowicki, T. Coley, et al. (1994), Testing the Iron Hypothesis in Ecosystems of the Equatorial Pacific-Ocean, *Nature*, *371*(6493), 123–129. (Cité pages 13 et 91.)
- McDonagh, E. L., et K. J. Heywood (1999), The origin of an anomalous ring in the southeast atlantic, *J. Phys. Oceanogr.*, *29*(8), 2050–2064. (Cité page 6.)
- McGillicuddy, D., A. Robinson, et J. McCarthy (1995), Coupled physical and biological modelling of the spring bloom in the North Atlantic (II) : three dimensional bloom and post-bloom processes, *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers*, *42*(8), 1359 – 1398, doi :10.1016/0967-0637(95)00035-5. (Cité page 8.)

- McGillicuddy, D., A. Robinson, D. Siegel, H. Jannasch, R. Johnson, T. Dickey, J. McNeil, A. Michaels, et A. Knap (1998), Influence of mesoscale eddies on new production in the Sargasso Sea, *Nature*, *394*, 263–266. (Cité page 7.)
- McGillicuddy, D. J., R. Johnson, D. A. Siegel, A. F. Michaels, N. R. Bates, et A. H. Knap (1999), Mesoscale variations of biogeochemical properties in the Sargasso Sea, *J. Geophys. Res.*, *104*(C6), 13,381–13,394, doi :10.1029/1999JC900021. (Cité page 7.)
- McGillicuddy, J., D.J., L. A. Anderson, N. R. Bates, T. Bibby, K. O. Buesseler, C. A. Carlson, C. S. Davis, C. Ewart, P. G. Falkowski, S. A. Goldthwait, D. A. Hansell, W. J. Jenkins, R. Johnson, V. K. Kosnyrev, J. R. Ledwell, Q. P. Li, D. A. Siegel, et D. K. Steinberg (2007), Eddy/Wind Interactions Stimulate Extraordinary Mid-Ocean Plankton Blooms, *Science*, *316*(5827), 1021–1026, doi :10.1126/science.1136256. (Cité page 7.)
- McWilliams, J. C. (1984), The emergence of isolated coherent vortices in turbulent flow, *J. Fluid Mech.*, *146*, 21–43. (Cité page 6.)
- Melson, A., S. D. Meyers, H. E. Hurlburt, E. J. Metzger, et J. J. O'Brien (1999), ENSO effects on Gulf of Alaska eddies, *Earth Interactions* *3*, 003, doi :10.1175/1087-3562. (Cité page 59.)
- Millot, C. (1979), Wind induced upwellings in the Gulf of Lions, *Oceanol. Acta*, *2*, 261–274. (Cité page 61.)
- Millot, C. (1982), *Analysis of upwelling in the Gulf of Lions - Hydrodynamics of semi-enclosed seas : Proceedings of the 13th International Liège Colloquium on Ocean Hydrodynamics.*, vol. 34, 143-153 pp., Elsevier Oceanogr. Ser., Amsterdam, The Netherlands. (Cité page 61.)
- Millot, C. (1990), The Gulf of Lions' hydrodynamics, *Cont. Shelf Res.*, *10*, 885–894, doi : 10.1016/0278-4343(90)90065-T. (Cité pages 60 et 92.)

- Millot, C., et M. Crépon (1981), Inertial Oscillations on the Continental Shelf of the Gulf of Lions, *jpo*, 11, 639–657, doi :10.1175/1520-0485(1981)011. (Cité page 83.)
- Mitchelson-Jacob, G., et S. Sundby (2001), Eddies of Vestfjorden, Norway, *Cont. Shelf Res.*, 21(16-17), 1901–1918, doi :10.1016/S0278-4343(01)00030-9. (Cité pages 59 et 60.)
- Molemaker, M. J., J. C. McWilliams, et X. Capet (2010), Balanced and unbalanced routes to dissipation in an equilibrated eady flow, *J. Fluid Mech.*, 654, 35. (Cité page 10.)
- Monaldo, F. M., D. R. Thompson, W. G. Pichel, et P. Clemente-Colon (2004), A systematic comparison of QuikSCAT and SAR ocean surface wind speeds, *IEEE transactions on geoscience and remote sensing*, 42(2), 283–291. (Cité page 27.)
- Morrow, R., F. Birol, D. Griffin, et J. Sudre (2004), Divergent pathways of cyclonic and anti-cyclonic ocean eddies, *Geophys. Res. Lett.*, 31, L24311, doi :10.1029/2004GL020974. (Cité pages 6 et 39.)
- Müller, P., et C. Frankignoul (1981), Direct atmospheric forcing of geostrophic eddies, *J. Phys. Oceanogr.*, 11(3), 287–308. (Cité page 6.)
- Nardelli, B. B. (2013), Vortex waves and vertical motion in a mesoscale cyclonic eddy, *J. Geophys. Res.*, doi :10.1002/jgrc.20345. (Cité page 81.)
- Nencioli, F., V. S. Kuwahara, T. D. Dickey, Y. M. Rii, et R. R. Bidigare (2008), Physical dynamics and biological implications of a mesoscale eddy in the lee of Hawai'i : Cyclone Opal observations during E-FLUX III, *Deep-Sea Res. II*, 55(10-13), 1252–1274, doi : 10.1016/j.dsr2.2008.02.003. (Cité pages 8, 9, 30, 31, 42, 48, 63, 80 et 132.)
- Nencioli, F., C. Dong, T. Dickey, L. Washburn, et J. C. McWilliams (2010), A vector geometry-based eddy detection algorithm and its application to a high-resolution numerical model product and high-frequency radar surface velocities in the southern california bight, *J. Atmos. Ocean. Technol.*, 27(3), 564–579. (Cité page 15.)

- Nencioli, F., F. d'Ovidio, A. M. Doglioli, et A. A. Petrenko (2011), Surface coastal circulation patterns by *in situ* detection of Lagrangian coherent structures, *Geophys. Res. Lett.*, *38*(L17604), doi :10.1029/2011GL048815. (Cité pages 62, 93, 114, 136 et 140.)
- Nencioli, F., F. d'Ovidio, A. M. Doglioli, et A. A. Petrenko (soumis), *In situ* estimates of submesoscale horizontal eddy diffusivity across an ocean front, *J. Geophys. Res.* (Cité pages 113, 125, 126 et 127.)
- Nightingale, P. D., G. Malin, C. S. Law, A. J. Watson, P. S. Liss, M. I. Liddicoat, J. Boutin, et R. C. Upstill-Goddard (2000), *In situ* evaluation of air-sea gas exchange parameterizations using novel conservative and volatile tracers, *Global Biogeochemical Cycles*, *14*(1), 373–387. (Cité pages 98 et 104.)
- Nof, D. (1981), On the β -induced movement of isolated baroclinic eddies, *J. Phys. Oceanogr.*, *11*(12), 1662–1672. (Cité page 6.)
- Olson, D. B., R. W. Schmitt, M. Kennelly, et T. M. Joyce (1985), A two-layer diagnostic model of the long-term physical evolution of warm-core ring 82b, *J. Geophys. Res.*, *90*(C5), 8813–8822, doi :10.1029/JC090iC05p08813. (Cité page 4.)
- Oschlies, A., et V. Garçon (1998), Eddy-induced enhancement of primary production in a model of the North Atlantic Ocean, *Nature*, *394*(6690), 266–269. (Cité page 7.)
- Özgökmen, T. M., A. C. Poje, P. F. Fischer, et A. C. Haza (2011), Large eddy simulations of mixed layer instabilities and sampling strategies, *Ocean Modelling*, *39*(3), 311–331. (Cité pages 10 et 15.)
- Pascual, A., Y. Faugere, G. Larnicol, et P.-Y. Le Traon (2006), Improved description of the ocean mesoscale variability by combining four satellite altimeters, *Geophys. Res. Lett.*, *33*(2), doi :10.1029/2005GL024633. (Cité pages 2 et 5.)
- Patzert, W. C. (1969), Eddies in hawaiian islands, *Tech. rep.*, Hawaii Institute og Geophysics, University of Hawaii. (Cité pages 25 et 39.)

- Penven, P. (2003), ROMSTOOLS user guide, *Tech. rep.*, Inst. de Rech. pour le D ev., Paris, France, http://www.brest.ird.fr/Roms_tools. (Cit e page 28.)
- Penven, P., J. C. McWilliams, P. Marchesiello, et Y. Chao (2002), Coastal Upwelling response to atmospheric wind forcing along the Pacific coast of the United States, *Ocean Sciences Meeting, Honolulu, Hawaii (USA)*. (Cit e page 27.)
- Petrenko, A. A. (2003), Variability of circulation features in the Gulf of Lion NW Mediterranean Sea. Importance of inertial currents, *Oceanol. Acta*, 26, 323–338. (Cit e pages 17, 60, 92 et 132.)
- Petrenko, A. A., Y. Leredde, et P. Marsaleix (2005), Circulation in a stratified and wind-forced Gulf of Lions, NW Mediterranean Sea : *in situ* and modeling data, *Cont. Shelf Res.*, 25, 7–27, doi :10.1016/j.csr.2004.09.004. (Cit e pages 17, 60, 63, 92 et 101.)
- Petrenko, A. A., C. Dufau, et C. Estournel (2008), Barotropic eastward currents in the western Gulf of Lion, northwestern Mediterranean Sea, during stratified conditions, *J. Mar. Sys.*, 74 (1-2), 406–428, doi :DOI:10.1016/j.jmarsys.2008.03.004. (Cit e pages 92 et 132.)
- Pinardi, N. (2003), The Mediterranean ocean forecasting system : first phase of implementation (1998-2001), *Ann. Geophys.*, 21, 3–20, doi :10.5194/angeo-21-3-2003. (Cit e page 65.)
- Polzin, K., J. Toole, J. Ledwell, et R. Schmitt (1997), Spatial variability of turbulent mixing in the abyssal ocean, *Science*, 276(5309), 93–96, doi :10.1126/science.276.5309.93. (Cit e pages 91 et 114.)
- Qiu, B., D. A. Koh, C. Lumpkin, et P. Flament (1997), Existence and formation mechanism of the North Hawaiian Ridge Current, *J. Phys. Oceanogr.*, 27, 431–444. (Cit e page 25.)

- Renfrew, I. A., G. N. Petersen, D. A. J. Sproson, G. W. K. Moore, H. Adiwidjaja, S. Zhang, et R. North (2009), A comparison of aircraft-based surface-layer observations over Denmark Strait and the Irminger Sea with meteorological analyses and QuikSCAT winds, *Q. J. R. Meteorol. Soc.* (Cité page 27.)
- Richardson, L. F., et H. Stommel (1948), Note on eddy diffusion in the sea, *J. Meteor.*, 5, 238–240, doi :10.1175/1520-0469(1948)005<0238:NOEDIT>2.0.CO;2. (Cité page 12.)
- Richardson, P. L. (1983), Eddy kinetic energy in the North Atlantic from surface drifters, *J. Geophys. Res.*, 88(C7), 4355–4367, doi :10.1029/JC088iC07p04355. (Cité page 5.)
- Richardson, P. L. (1993), A census of eddies observed in North Atlantic SOFAR float data, *Prog. Oceanogr.*, 31(1), 1–50, doi :10.1016/0079-6611(93)90022-6. (Cité pages 6 et 132.)
- Richardson, P. L., G. E. Hufford, et R. I. Limeburner (1994), North Brazil Current retroflection eddies, *J. Geophys. Res.*, 99(C3), 5081–5093, doi :doi:10.1029/93JC03486. (Cité page 58.)
- Rubio, A., P. Arnau, M. Espino, M. Flexas, G. Jordà, J. Salat, J. Puigdefàbregas, et A. S.-Arcilla (2005), A field study of the behaviour of an anticyclonic eddy on the Catalan continental shelf (NW Mediterranean), *Prog. Oceanogr.*, 66(2-4), 142–156, doi :10.1016/j.pocean.2004.07.012. (Cité pages 61 et 78.)
- Rubio, A., B. Barnier, G. Jordà, M. Espino, et P. Marsaleix (2009a), Origin and dynamics of mesoscale eddies in the Catalan Sea (NW Mediterranean) : Insight from a numerical model study, *J. Geophys. Res.*, 114(C06009), 1–17, doi :10.1029/2007JC004245. (Cité pages 15, 61 et 78.)
- Rubio, A., B. Blanke, S. Speich, N. Grima, et C. Roy (2009b), Mesoscale eddy activity in the southern Benguela upwelling system from satellite altimetry and model data, *Prog. Oceanogr.*, 83(1-4), 288–295, doi :10.1016/j.pocean.2009.07.029. (Cité page 66.)

- Saetre, R. (1999), Features of the central Norwegian shelf, *Cont. Shelf Res.*, 19(14), 1809–1831, doi :10.1016/S0278-4343(99)00041-2. (Cité page 59.)
- Sammari, C., C. Millot, et L. Prieur (1995), Aspects of the seasonal and mesoscale variabilities of the Northern Current inferred from the PROLIG-2 and PROS-6 experiments, *Deep-Sea Res. I*, 42(6), 893–917, doi :10.1016/0967-0637(95)00031-Z. (Cité pages 17, 60 et 92.)
- Sangrà, P., M. Auladell, A. Marrero-Díaz, J. L. Pelegrí, E. Fraile-Nuez, A. Rodríguez-Santana, J. Martín, E. Mason, et A. Hernández-Guerra (2007), On the nature of oceanic eddies shed by the Island of Gran Canaria, *Deep-Sea Res. I*, 54(5), 687–709. (Cité page 136.)
- Sasaki, H., et M. Nonaka (2006), Far-reaching hawaiian lee countercurrent driven by wind-stress curl induced by warm sst band along the current, *Geophys. Res. Lett.*, 33(13). (Cité page 53.)
- Schaeffer, A., A. Molcard, P. Forget, P. Fraunié, et P. Garreau (2011), Generation mechanisms for mesoscale eddies in the Gulf of Lions : radar observation and modeling, *Ocean Dynam.*, 61, 1587–1609, doi :10.1007/s10236-011-0482-8. (Cité page 60.)
- Seki, M. P., J. J. Polovina, R. E. Brainard, R. R. Bidigare, C. L. Leonard, et D. G. Foley (2001), Biological enhancement at cyclonic eddies tracked with GOES thermal imagery in Hawaiian waters, *Geophys. Res. Lett.*, 28(8), 1583–1586. (Cité pages 16 et 25.)
- Seki, M. P., R. Lumpkin, et P. Flament (2002), Hawaii cyclonic eddies and blue marlin catches : the case study of the 1995 Hawaiian International Billfish Tournament, *Journal of Oceanography*, 58, 739–745. (Cité pages 16, 25 et 39.)
- Shchepetkin, A. F., et J. C. McWilliams (1998), Quasi-monotone advection schemes based on explicit locally adaptive dissipation, *Monthly Weather Review*, 126, 1541–1580. (Cité page 49.)

- Shchepetkin, A. F., et J. C. McWilliams (2003), A method for computing horizontal pressure-gradient force in an oceanic model with nonaligned vertical coordinate, *J. Geophys. Res.*, *108*(C3), 3090, doi :10.1029/2001JC001047. (Cité pages 28, 29 et 49.)
- Shchepetkin, A. F., et J. C. McWilliams (2005), The regional oceanic modeling system (ROMS) : a split-explicit, free-surface, topography-following-coordinate oceanic model, *Ocean Model.*, *9*, 347–404, doi :10.1016/j.ocemod.2004.08.002. (Cité page 28.)
- Sibson, R. (1981), A brief description of natural neighbor interpolation, in *Interpreting Multivariate Data*, edited by V. Barnett, pp. 21–36, John Wiley & Sons, New York, USA. (Cité pages 98 et 119.)
- Siegel, D. A., P. Peterson, D. J. McGillicuddy, S. Maritorena, et N. B. Nelson (2011), Bio-optical footprints created by mesoscale eddies in the Sargasso Sea, *Geophys. Res. Lett.*, *38*(L13608), doi :doi:10.1029/2011GL047660. (Cité pages 7 et 71.)
- Signell, R. P., et W. R. Geyer (1991), Transient eddy formation around headlands, *J. Geophys. Res.*, *96*(C2), 2561–2575, doi :10.1029/90JC02029. (Cité pages 6 et 59.)
- Smith, R. B., et V. Grubisic (1993), Aerial observations of Hawaii’s wake, *J. Atmos. Sci.*, *50*(22), 3728–3750. (Cité page 25.)
- Smith, W. H. F., et D. T. Sandwell (1997), Global sea floor topography from satellite altimetry and ship depth soundings, *Science*, *277*, 1956–1962, doi :10.1126/science.277.5334.1956. (Cité page 28.)
- Souza, J. M. A. C., C. de Boyer Montégut, et P. Y. Le Traon (2011), Comparison between three implementations of automatic identification algorithms for the quantification and characterization of mesoscale eddies in the South Atlantic Ocean, *Ocean Sc.*, *7*, 317–334, doi :10.5194/os-7-317-2011. (Cité page 66.)
- Spall, M. A. (1995), Frontogenesis, subduction, and cross-front exchange at upper ocean fronts, *J. Geophys. Res.*, *100*(C2), 2543–2557. (Cité page 10.)

- Stammer, D. (1997), Global characteristics of ocean variability estimated from regional topex/poseidon altimeter measurements, *J. Phys. Oceanogr.*, 27(8), 1743–1769. (Cité page 5.)
- Stammer, D. (1998), On eddy characteristics, eddy transports, and mean flow properties, *J. Phys. Oceanogr.*, 28(4), 727–739. (Cité page 4.)
- Stanton, T., C. Law, et A. Watson (1998), Physical evolution of the IronEx-I open ocean tracer patch, *Deep-Sea Res. II*, 45(6), 947 – 975, doi :10.1016/S0967-0645(98)00018-6. (Cité pages 90 et 113.)
- Stommel, H. (1963), Varieties of oceanographic experience, *Science*, 139(3555), 572–576. (Cité page 2.)
- Sugisaki, R., et K. Taki (1987), Simplified analyses of he, ne, and ar dissolved in natural waters, *Geochemical Journal*, 21(1), 23–27. (Cité page 94.)
- Sweeney, E. N., D. J. McGillicuddy, et K. O. Buesseler (2003), Biogeochemical impacts due to mesoscale eddy activity in the Sargasso Sea as measured at the Bermuda Atlantic Time-series Study (BATS), *Deep-Sea Res. II*, 50(22-26), 3017 – 3039, doi :10.1016/j.dsr2.2003.07.008. (Cité page 8.)
- Tabata, S. (1982), The anticyclonic baroclinic eddy off Sitka, Alaska, in the northeast Pacific Ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, 12, 1260–1282, doi :10.1175/1520-0485(1982)012<1260:TABEOS>2.0.CO;2. (Cité page 59.)
- Talley, L., G. Pickard, W. Emery, et J. Swift (2011), *Descriptive Physical Oceanography : An Introduction*, Elsevier Science. (Cité pages 2 et 3.)
- Tanhua, T., K. Anders Olsson, et E. Fogelqvist (2004), A first study of SF6 as a transient tracer in the Southern Ocean, *Deep-Sea Res. II*, 51(22), 2683–2699. (Cité page 95.)

- Tanhua, T., D. W. Waugh, et D. W. R. Wallace (2008), Use of SF₆ to estimate anthropogenic CO₂ in the upper ocean, *J. Geophys. Res.*, *113*(C4), doi :10.1029/2007JC004416. (Cité pages 13 et 91.)
- Tanhua, T., E. P. Jones, E. Jeansson, S. Jutterstrom, W. M. Smethie, Jr., D. W. R. Wallace, et L. G. Anderson (2009), Ventilation of the Arctic Ocean : Mean ages and inventories of anthropogenic CO₂ and CFC-11, *J. Geophys. Res.*, *114*(C1), doi :10.1029/2008JC004868. (Cité pages 13 et 91.)
- Taupier-Letage, I., I. Puillat, C. Millot, et P. Raimbault (2003), Biological response to mesoscale eddies in the algerian basin, *J. Geophys. Res.*, *108*, C8, doi :10.1029/1999JC000117. (Cité page 5.)
- Taylor, J. R., et R. Ferrari (2010), Buoyancy and wind-driven convection at mixed layer density fronts, *J. Phys. Oceanogr.*, *40*(6), 1222–1242. (Cité page 15.)
- Testor, P., et J. Gascard (2003), Large-scale spreading of deep waters in the western mediterranean sea by submesoscale coherent eddies, *J. Phys. Oceanogr.*, *33*(1), 75–87. (Cité page 6.)
- Thorpe, S. A. (2007), *An introduction to ocean turbulence*, 240 pp., Cambridge University Press Cambridge. (Cité page 11.)
- Tsumune, D., J. Nishioka, A. Shimamoto, S. Takeda, et A. Tsuda (2005), Physical behavior of the SEEDS iron-fertilized patch by sulphur hexafluoride tracer release, *Prog. Oceanogr.*, *64*(2-4), 111–127, doi :10.1016/j.pocean.2005.02.018. (Cité pages 13 et 92.)
- Tsumune, D., J. Nishioka, A. Shimamoto, Y. W. Watanabe, T. Aramaki, Y. Nojiri, S. Takeda, A. Tsuda, et T. Tsubono (2009), Physical behaviors of the iron-fertilized patch in SEEDS II, *Deep-Sea Res. II*, *56*(26), 2948–2957, doi :10.1016/j.dsr2.2009.07.004. (Cité pages 13 et 92.)

- Tully, J. (1942), Surface non-tidal currents in the approaches to Juan de Fuca Strait, *J. Fish. Res. Board Can.*, *5b*(4), 398–409, doi :10.1139/f40-041. (Cité page 59.)
- Vaz, A. C., K. J. Richards, Y. Jia, et C. B. Paris (2013), Mesoscale flow variability and its impact on connectivity for the island of Hawai'i, *Geophysical Research Letters*, *40*(2), 332–337, doi :10.1029/2012GL054519. (Cité page 137.)
- Vidal, V. M. V., F. V. Vidal, et J. M. Perez-Molero (1992), Collision of a Loop Current anticyclonic ring against the continental slope of the western Gulf of Mexico, *J. Geophys. Res.*, *97*(C2), 2155–2172, doi :10.1029/91JC00486. (Cité page 58.)
- Vukovich, F. M., et E. Waddel (1991), Interaction of a warm ring with the western slope in the Gulf of Mexico, *J. Phys. Oceanogr.*, *21*(7), 1062–1074. (Cité page 58.)
- Wang, D. P. (1993), Model of frontogenesis : subduction and upwelling, *J. Mar. Res.*, *51*, 497–513. (Cité page 10.)
- Wanninkhof, R. (1992), Relationship between wind-speed and gas-exchange over the ocean, *J. Geophys. Res.*, *97*(C5), 7373–7382, doi :10.1029/92JC00188. (Cité pages 98 et 104.)
- Wanninkhof, R., G. Hitchcock, W. J. Wiseman, G. Vargo, P. B. Ortner, W. Asher, D. T. Ho, P. Schlosser, M.-L. Dickson, R. Masserini, et al. (1997), Gas exchange, dispersion, and biological productivity on the west Florida shelf : Results from a Lagrangian tracer study, *Geophys. Res. Lett.*, *24*(14), 1767–1770. (Cité page 123.)
- Watson, A., M. Messias, E. Fogelqvist, K. Van Scoy, T. Johannessen, K. Oliver, D. Stevens, F. Rey, T. Tanhua, K. Olsson, F. Carse, K. Simonsen, J. Ledwell, E. Jansen, D. Cooper, J. Kruepke, et E. Guilyardi (1999), Mixing and convection in the Greenland Sea from a tracer-release experiment, *Nature*, *401*(6756), 902–904, doi :10.1038/44807. (Cité page 91.)
- Wilke, C. R., et P. Chang (1955), Correlation of diffusion coefficients in dilute solutions, *AIChE Journal*, *1*(2), 264–270, doi :10.1002/aic.690010222. (Cité page 98.)

- Wu, R., et S. Xie (2003), On Equatorial Pacific surface wind changes around 1977 : NCEP-NCAR reanalysis versus COADS observations , *J. Clim.*, *16*(1), 167–173. (Cité page 27.)
- Wyrtki, K., L. Magaard, et J. Hager (1976), Eddy energy in the oceans, *J. Geophys. Res.*, *81*(15), 2641–2646, doi :10.1029/JC081i015p02641. (Cité page 5.)
- Xie, S., W. Liu, Q. Liu, et M. Nonaka (2001), Far-Reaching Effects of the Hawaiian Islands on the Pacific Ocean-Atmosphere System, *Science*, *292*(5524), 2057–2060. (Cité page 27.)
- Yoshida, S., B. Qiu, et P. Hacker (2010), Wind-generated eddy characteristics in the lee of the island of Hawaii, *J. Geophys. Res.*, *115*(C3019), doi :10.1029/2009JC005417. (Cité pages 26, 46 et 47.)
- Zdravkovich, M. M. (1997), *Flow around Circular Cylinders : A Comprehensive Guide through Flow Phenomena, Experiments, Applications, Mathematical Models, and Computer Simulations*, 694 pp pp., Oxford University Press, Boston. (Cité page 34.)